

توانا بود هر که دانا بود

Série A, 1829
N° d'ORDRE :
2693

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. MONADJÉMI

IRANIE
LICENCIÉ ÈS SCIENCES
DIPLOMÉ DE PHYSIQUE SUPÉRIEURE

1^{re} THÈSE. — MATÉRIALISATION DE L'ÉNERGIE DES RAYONS β .
MESURE DE LA QUANTITÉ DU RADIUM ET DU RADIOTHORIUM
DANS UNE AMPOULE DE MÉSOTHORIUM.

2^e THÈSE. — PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le Novembre 1938, devant la Commission d'Examen.

17 NOV 1938

MM. J. PERRIN *Président.*

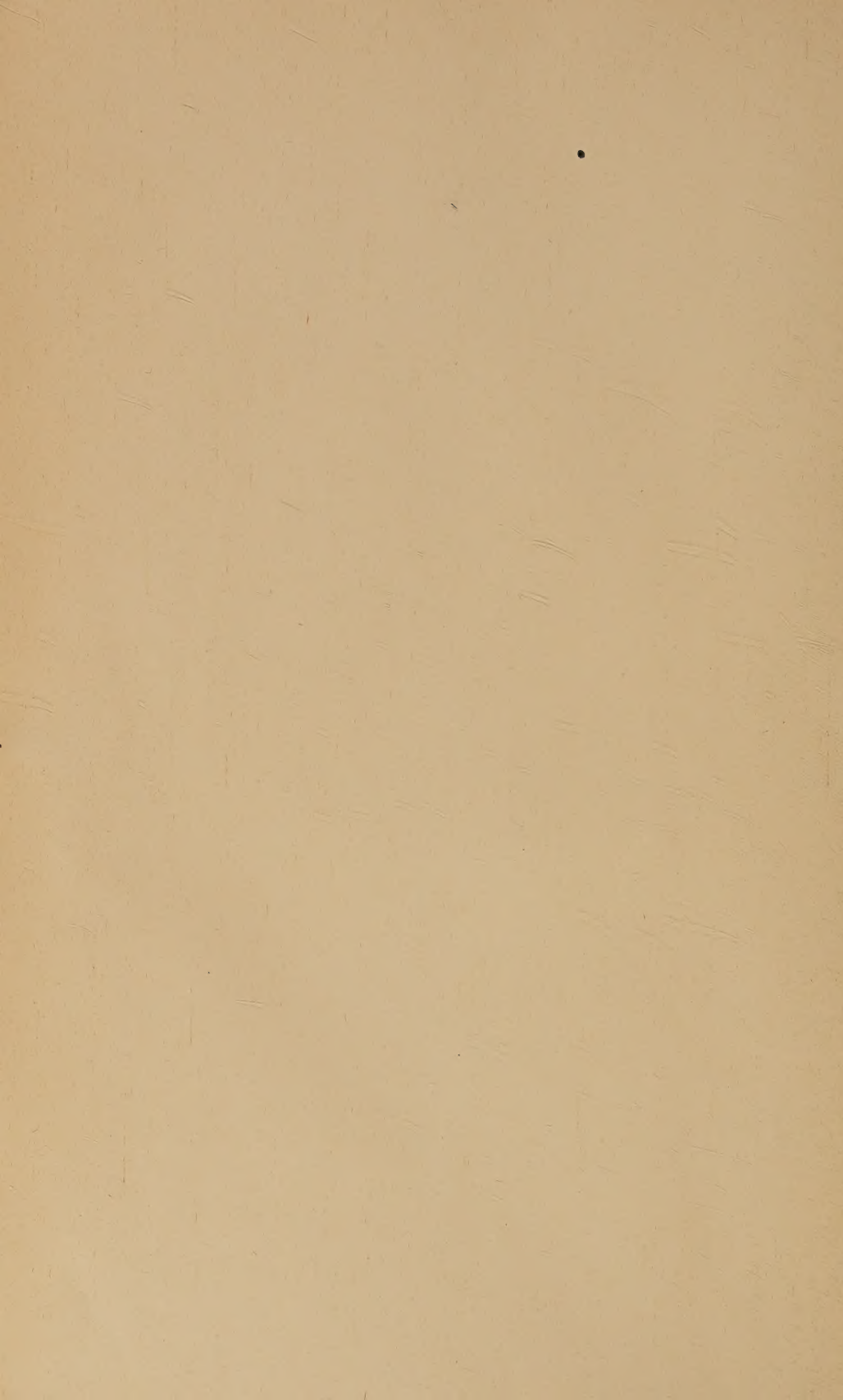
A. DEBIERNE }
M^{me} I. JOLIOT-CURIE } *Examineurs.*

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-ÉDITEUR

LIBRAIRE DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE
Quai des Grands-Augustins, 55

1938



Série A, 1829

N° D'ORDRE :

2693

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. MONADJÉMI

IRANIE

LICENCIÉ ÈS SCIENCES

DIPLOMÉ DE PHYSIQUE SUPÉRIEURE

- 1^{re} THÈSE. — MATÉRIALISATION DE L'ÉNERGIE DES RAYONS β .
MESURE DE LA QUANTITÉ DU RADIUM ET DU RADIOTHORIUM
DANS UNE AMPOULE DE MÉSOTHORIUM.
- 2^e THÈSE. — PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le Novembre 1938, devant la Commission d'Examen.

MM. J. PERRIN *Président.*

A. DEBIERNE }
M^{me} I. JOLIOT-CURIE } *Examineurs.*

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-ÉDITEUR

LIBRAIRE DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Quai des Grands-Augustins, 55

1938

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.

MM.

Doyen honoraire..... M. MOLLIARD.

Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

Professeurs honoraires	H. LEBESQUE.	FREUNDLER.	VESSIOT.	Charles FABRY.
	A. FERNBACH.	AUGER.	P. PORTIER.	Léon BERTRAND.
	Émile PICARD.	BLAISE.	M. MOLLIARD.	WINTREBERT.
	Léon BRILLOUIN.	DANGEARD.	L. LAPICQUE.	O. DUBOSCQ.
	GUILLET.	LESPIEAU.	G. BERTRAND.	BOHN.
	PÉCHARD.	MARCHIS.	H. ABRAHAM.	

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

PROFESSEURS

M. CAULLERY.....	†	Zoologie (Evolution des êtres organisés).	M ^{me} RAMART-LUCAS.....	†	Chimie organique.
G. URBAIN.....	†	Chimie générale.	H. BÉGHIN.....	†	Mécanique physique et expérimentale.
Émile BOREL.....	†	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	FOCH.....		Mécanique expérimentale des fluides.
Jean PERRIN.....	†	Chimie physique.	PAUTHENIER.....		Physique (P. C. B.).
E. CARTAN.....	†	Géométrie supérieure.	De BROGLIE.....	†	Théories physiques.
A. COTTON.....	†	Recherches physiques.	CHRÉTIEN.....		Optique appliquée.
J. DRACH.....	†	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	P. JOB.....		Chimie générale.
Charles PÉREZ.....	†	Zoologie.	LABROUSTE.....		Physique du Globe.
E. RABAUD.....	†	Biologie expérimentale.	PRENANT.....	†	Anatomie et Histologie comparées.
M. GUICHARD.....		Chimie minérale.	VILLEY.....		Mécanique physique et expérimentale.
Paul MONTEL.....	†	Théorie des fonctions et théorie des transformations.	COMBES.....	†	Physiologie végétale.
L. BLARINGHEM.....	†	Botanique.	GARNIER.....	†	Mathématiques générales.
G. JULIA.....	†	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	PÈRES.....		Mécanique théorique des fluides.
C. MAUGUIN.....	†	Minéralogie.	HACKSPILL.....		Chimie (P. C. B.).
A. MICHEL-LÉVY.....	†	Pétrographie.	LAUGIER.....		Physiologie générale.
H. BÉNARD.....	†	Mécanique expérimentale des fluides.	TOUSSAINT.....	†	Technique Aéronautique.
A. DENJOY.....	†	Application de l'analyse à la Géométrie.	M. CURIE.....		Physique (P. C. B.).
L. LUTAUD.....	†	Géographie physique et Géologie dynamique.	G. RIBAUD.....		Hautes températures.
Eugène BLOCH.....	†	Physique.	CHAZY.....	†	Mécanique rationnelle.
G. BRUHAT.....	†	Physique théorique et Physique Céleste.	GAULT.....	†	Chimie (P. C. B.).
E. DARMOIS.....	†	Enseignement de Physique.	CROZE.....		Recherches physiques.
A. DEBIERNE.....	†	Physique générale et Radio-activité.	DUPONT.....	†	Théories chimiques.
A. DUFOUR.....	†	Physique (P. C. B.).	LANQUINE.....	†	Géologie structurale et Géologie appliquée.
L. DUNOYER.....		Optique appliquée.	VALIRON.....		Mathématiques générales.
A. GUILLIERMOND.....	†	Botanique.	BARRABÉ.....		Géologie structurale et Géologie appliquée.
M. JAVILLIER.....	†	Chimie biologique.	MILLOT.....		Biologie animale (P. C. B.).
ROBERT-LÉVY.....	†	Physiologie comparée.	F. PERRIN.....		Théories physiques.
F. PICARD.....		Zoologie (Evolution des êtres organisés).	VAVON.....		Chimie organique.
Henri VILLAT.....	†	Mécanique des fluides et applications.	G. DARMOIS.....		Calcul des Probabilités et Physique-Mathématique.
Ch. JACOB.....	†	Géologie.	CHATTON.....		Biologie maritime.
P. PASCAL.....	†	Chimie minérale.	AUBEL.....	†	Chimie biologique.
M. FRÉCHET.....	†	Calcul différentiel et Calcul intégral.	Jacques BOURCART.....		Géographie physique et Géologie dynamique.
E. ESCLANGON.....	†	Astronomie.	M ^{me} JOLIOT-CURIE.....		Physique générale et Radio-activité.
			PLANTEFOL.....		Biologie végétale (P.C.B.).
			CABANNES.....		Enseignement de Physique.
			GRASSÉ.....		Biologie animale (P.C.B.).
			PRÉVOST.....		Chimie (P.C.B.).

Secrétaire..... A. PACAUD.

Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.

A LA MÉMOIRE DE MON PÈRE

A MA MÈRE

A MADAME

ET

MONSIEUR JOLIOT-CURIE

Hommage de mon profond respect
et de ma plus vive reconnaissance.

PREMIÈRE THÈSE

PREMIÈRE PARTIE

MATÉRIALISATION

DE

L'ÉNERGIE DES RAYONS β

INTRODUCTION.

Il y a quelques années, les travaux expérimentaux d'Anderson [1] mirent en évidence l'existence des électrons positifs. Anderson, dans ses recherches sur les rayons cosmiques, annonça le premier la présence parmi les rayons corpusculaires d'origine cosmique qu'il observait par la méthode de Wilson, des particules de grande énergie, chargées positivement. Il crut tout d'abord que ces particules étaient des protons de très grande énergie. Lorsque les énergies deviennent très grandes, de l'ordre de centaines de millions d'électron-volts (comme c'est surtout le cas pour les électrons de la radiation ultra-pénétrante), la différence entre les ionisations produites et, par suite, entre les trajectoires de l'électron et celle du proton, devient très petite. C'est ce qui fit supposer à Anderson que les trajectoires tracées dans le sens d'une charge positive pouvaient l'être par des protons de grande énergie.

Cependant, pour connaître avec certitude la nature de ces particules, Anderson, dans une de ses expériences, plaça au milieu de la chambre de Wilson une lame de plomb destinée à ralentir les rayons qui la traversaient; la perte d'énergie de ces rayons, chargés positivement et traversant la lame de plomb, lui fit penser qu'il s'agissait d'une particule ayant une masse de l'ordre de celle de l'électron et il leur donna le nom de positron ou positon.

Blackett et Occhialini [2], d'après leurs expériences entreprises en Angleterre, conclurent aussi à l'existence des positons. Blackett et Occhialini émirent une hypothèse sur le mécanisme de production de ces positons en supposant un phénomène tout à fait nouveau : la « matérialisation » (expression proposée par M^{me} Pierre Curie) d'un photon de grande énergie.

Cette hypothèse se trouva confirmée par les expériences de Chadwick, Blackett et Occhialini [3], de M. et M^{me} Joliot-Curie [4], puis par une série de travaux d'Anderson et S. Neddermeyer [5], L. Meitner, K. Philipp [6], D. Skobelzyn et M^{lle} E. Stepanowa [7].

Ce qui est très important, c'est que la théorie de Dirac prévoit le mécanisme envisagé par Blackett et Occhialini en l'attribuant aux interactions d'un photon et d'un noyau d'atome.

On peut expliquer le phénomène de la manière suivante : un photon de grande énergie rencontrant un noyau peut disparaître en donnant naissance à deux électrons, l'un positif, l'autre négatif. La matérialisation exige une dépense d'énergie équivalant à la somme de leur masse au repos; si la masse de positons est égale à celle de l'électron, l'énergie dépensée est de $1,02 \cdot 10^6$ eV ⁽¹⁾; le reste de l'énergie du

(¹) La perte d'énergie ΔE est calculée par la relation d'Einstein

$$\Delta E = C^2 \times \Delta M,$$

où C est la vitesse de la lumière et $\Delta M = 2m$, la masse des deux particules

quantum, $h\nu = 1,02 \cdot 10^6$ eV apparaît comme énergie cinétique E_1 et E_2 des deux électrons selon le bilan énergétique suivant :

$$h\nu = 1,02 \times 10^6 \text{ eV} + E_1 + E_2.$$

La théorie prévoit encore que la probabilité de la matérialisation pour une certaine énergie de photon doit être proportionnelle au carré du nombre atomique du noyau considéré.

D'autre part, la théorie a pu prévoir aussi la valeur numérique de la section efficace, ou la probabilité moyenne de production de paires qui est de l'ordre de 10^{-24} centimètre carré pour les photons de $2,6 \cdot 10^6$ eV dans le plomb.

Les résultats expérimentaux et ceux prévus par la théorie pour la matérialisation de l'énergie des photons sont en très bon accord.

La théorie prévoit également la matérialisation de l'énergie des rayons β mais avec une probabilité beaucoup plus faible que pour celle des rayons γ de même énergie; d'après les calculs de H. Bethe et W. Heitler [8], cette valeur est de l'ordre de 10^{-26} centimètre carré.

On peut expliquer le phénomène de la matérialisation de l'énergie des rayons β de la manière suivante.

Un rayon β dont l'énergie est supérieure à 10^6 eV traversant le champ d'un noyau perd subitement une partie de son énergie ($1,02 \cdot 10^6$ eV) en donnant naissance à deux particules (positon et négaton). Le reste de l'énergie de la particule initiale est distribué entre la particule incidente et les deux particules créées. D'après la théorie, la probabilité de la matérialisation de l'énergie des rayons β pour une certaine énergie est proportionnelle au carré du nombre atomique du noyau considéré, comme dans le cas des rayons γ .

créées. On a donc

$$\Delta E = 9 \times 10^{20} \times 2 \times 9,040 \times 10^{-28} = 1,6272 \times 10^{-6} \text{ ergs}$$

ou

$$\Delta E = 1,6272 \times 10^{-6} \times 0,6285 \times 10^{12} = 1,02 \cdot 10^6 \text{ électrons-volts.}$$

La production d'électrons positifs par l'action des rayons β sur la matière a été observée, mais les résultats expérimentaux cependant ne sont pas en accord avec ceux prévus par la théorie; d'autre part, il y a désaccord entre les divers expérimentateurs.

D. Skobelzun et E. Stepanowa [9], utilisant la chambre de Wilson, ont trouvé pour la section de la matérialisation des rayons β une valeur cent fois plus grande que celle des rayons γ ; d'autre part, ils ont reconnu qu'à nombre égal d'atomes absorbants, la probabilité moyenne de production des positons par les particules dont l'énergie est comprise entre 1 et 3 millions de volts est proportionnelle à Z (nombre atomique du noyau employé) et non à Z^2 comme le prévoit la théorie.

L'étude entreprise par Marques Da Silva [10] au moyen de la chambre de Wilson a montré que la section efficace de l'atome de plomb déterminant la probabilité moyenne de production des positons est de $8 \cdot 10^{-23}$ centimètre carré; cette valeur est environ la moitié de celle trouvée par Skobelzyn et Stépanowa, et 40 fois plus grande que la valeur théorique trouvée par Bethe et Heitler pour les rayons γ de même énergie; Da Silva a également trouvé qu'à masse superficielle égale, le rendement pour la production des positons dans l'aluminium est du même ordre de grandeur que dans le plomb, ce qui montre que la probabilité de la matérialisation de l'énergie des rayons β serait bien proportionnelle à Z . Ces résultats n'ont pas été confirmés par d'autres auteurs travaillant avec des compteurs.

Benedetti [11], concentrant les électrons dans un compteur par la méthode de la trochoïde [12], a trouvé que si, à part la matérialisation des rayons γ , un autre phénomène donnant naissance à des positons existe (matérialisation de l'énergie des rayons β), il est d'importance moindre que celui provoqué par les rayons γ et n'est pas décelable dans ses mesures. Alichanow et Alichanian [13] utilisant la méthode de focali-

sation n'ont pu mettre en évidence non plus la matérialisation de l'énergie des rayons β .

Il faut remarquer que ce n'est pas le seul point où un désaccord existe entre les résultats expérimentaux obtenus par la méthode de la chambre de Wilson et le compteur. En ce qui concerne le rapport du nombre de positons naturels émis par une source radioactive au nombre des rayons β , le même désaccord se manifeste et dans le même sens.

Les auteurs, utilisant la chambre de Wilson trouvent, pour ce rapport, une valeur cent fois plus grande que celle trouvée par Alichanow et ses collaborateurs et par Benedetti, en utilisant des compteurs.

Nous avons repris les expériences de Benedetti dans le but d'éclaircir la question.

Ce travail a été effectué au Laboratoire Curie de l'Institut du Radium de Paris. Je prie M. A. Debierne de bien vouloir accepter mes remerciements les plus sincères pour m'avoir accueilli et pour les moyens qu'il a mis à ma disposition. J'exprime également ma profonde reconnaissance à M^{me} et M. Joliot-Curie pour le bienveillant intérêt qu'ils n'ont cessé de me témoigner et des conseils qu'ils m'ont prodigués.

Enfin je remercie la Société des Terres rares pour les sources de radiothorium et de mésothorium qu'elle a mis à la disposition du Laboratoire Curie et dont je me suis servi pour une partie du travail.



CHAPITRE I.

ÉTUDE DU MOUVEMENT D'UNE PARTICULE DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE

I. — CHAMP MAGNÉTIQUE UNIFORME.

Une particule chargée lancée dans un champ magnétique uniforme décrit, suivant que sa vitesse est normale ou oblique par rapport aux lignes de force, une circonférence ou une hélice. Dans les deux cas, on peut facilement établir l'équation de la trajectoire.

En désignant par m , e , V la masse, la charge et la vitesse de la particule lancée normalement par rapport aux lignes de force du champ magnétique H , l'équation exprimant la vitesse de cette particule en fonction du rayon de courbure R , sera

$$V = \frac{e.HR}{m} \quad \text{ou} \quad R = \frac{mV}{e.H}.$$

D'après la formule précédente, on voit que, pour les particules de vitesse différente mais de même direction initiale, on aura une famille de circonférences toutes tangentes à la direction initiale au point d'émission, mais de diamètre différent (*fig. 1*).

Si la vitesse fait un angle α avec la direction du champ magnétique, on peut la séparer en deux composantes $V \sin \alpha$ et $V \cos \alpha$. La première composante ferait décrire une circonférence ayant pour rayon

$$R' = \frac{mV \sin \alpha}{e.H}.$$

La composante $V \cos \alpha$ parallèle au champ magnétique produira simplement une translation uniforme et parallèle à la direction du champ magnétique, la trajectoire étant ainsi une hélice. Le pas de l'hélice est la valeur de cette translation qui correspond à un tour complet, c'est-à-dire

$$S = 2\pi \cdot R'.$$

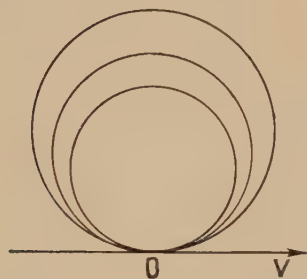


Fig. 1. — Enroulement de trois particules de vitesses différentes et de même direction initiale OV dans le plan équatorial.

Le rapport des trajets étant comme celui des vitesses, on a

$$\frac{p}{2\pi R'} = \frac{V \cos \alpha}{V \sin \alpha} = \frac{1}{\tan \alpha},$$

$$p = \frac{2\pi m V}{e \cdot H} \cos \alpha.$$

D'après la formule précédente, on voit que le rapport du pas de l'hélice à son diamètre ne dépend ni de la valeur du champ magnétique, ni de celle de la vitesse, mais seulement de la direction. Autrement dit, des particules de direction constante et d'énergie différente, décriront des hélices semblables (hélices dont le pas et le diamètre sont l'un et l'autre proportionnels à la vitesse et dont le rapport est celui des deux composantes de cette vitesse, c'est-à-dire constant).

Si la direction et les énergies des particules sont quelconques, on aura une famille d'hélices enroulées sur des

cylindres possédant une génératrice commune (*fig. 2*). De même que les circonférences précédentes avaient toutes un point commun, le point d'émission, les cylindres dont il

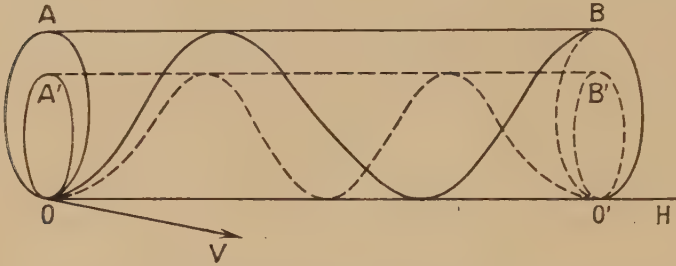


Fig. 2. — Enroulement hélicoïdal de deux particules de même direction et de vitesses différentes dans un champ uniforme.

s'agit auront tous une génératrice commune passant par ce même point.

II. — CHAMP MAGNÉTIQUE NON UNIFORME.

Dans ce cas, les particules s'enroulent encore suivant des courbes qui rappellent l'hélice, mais cet enroulement ne se fait pas, en général, sur un tube de force. Le problème ne peut être traité que dans des cas très simples. Envisageons celui d'un électro-aimant possédant des pièces polaires de révolution. Le champ magnétique est également de révolution, il possède un plan équatorial; dans ce plan, et dans les plans parallèles, sa valeur décroît de l'axe à la périphérie.

Considérons une particule lancée dans le plan équatorial suivant une direction AV passant par l'axe O du champ magnétique, et prenons la position des lignes d'égale force magnétique, ici circulaires, et la valeur de la force sur chacune de ces lignes, décroissant de l'axe à la périphérie. Cette décroissance se traduit par un écartement progressif des lignes d'égale force. Quant à l'aspect de la trajectoire,

si le champ était uniforme, comme il est perpendiculaire au plan de la figure, la trajectoire serait un cercle de centre O' (*fig. 3*). Mais dans le cas envisagé, à mesure que la particule s'éloigne de l'axe, la force diminue et le rayon de courbure augmente jusqu'à un certain point B où la trajectoire devient tangente à la ligne Z . Puis, la particule va traverser en sens inverse, c'est-à-dire dans le sens croissant du champ rencontré

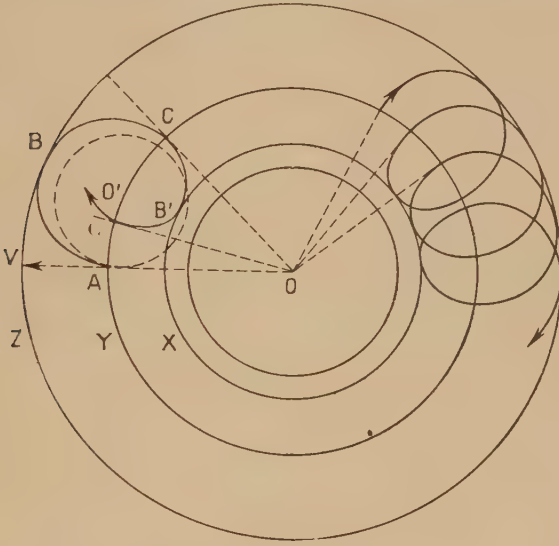


Fig. 3. — Enroulement d'une particule dans le plan équatorial d'un champ non uniforme.

précédemment, le rayon de courbure diminue; au point C , qui est en dehors de la circonférence O' , la courbure sera la même qu'en A ; au delà de C , la particule rencontre des champs de plus en plus intenses jusqu'à un certain point B' où le rayon de courbure est minimum. La particule parcourt un arc $B'C'$ symétrique de $B'C$ par rapport à OB' . En C' , elle se trouvera dans les conditions initiales avec un décalage représenté par AC' . Comme il n'y a aucun obstacle sur son trajet, elle recommencera une deuxième spire identique à la précédente, puis une troisième, et cela indéfiniment.

Ainsi, tandis que dans un champ uniforme, la particule recommence indéfiniment la même circonférence, elle décrit ici une courbe particulière (trochoïde) telle qu'après chaque tour complet, la particule est décalée d'une certaine distance, qui varie suivant l'énergie de cette particule.

Équation de mouvement. — On sait que la trajectoire est plane, il nous faut donc deux équations, prenons les équations intrinsèques du mouvement

$$(I) \quad \begin{cases} m \frac{dv}{dt} = F_t, \\ m \frac{v^2}{\rho} = F_n. \end{cases}$$

D'autre part, le rayon d'un de ces enroulements élémentaires est pratiquement très petit, par rapport à celui du cercle de champ constant qui le porte, on peut donc confondre cet arc de cercle de très grand rayon avec un segment de droite (*fig. 4*).

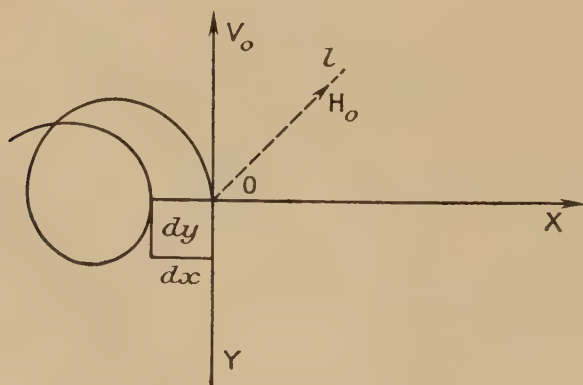


Fig. 4.

Nous appelons « enroulement élémentaire » la courbe décrite par la particule entre les deux instants les plus proches où la direction de la vitesse se confond avec celle d'un rayon vecteur.

Notation et convention. — L'axe OZ supporte le champ magnétique; l'axe OY suivant le gradient croissant; l'axe OX perpendiculaire au plan OYZ;

condition initiale, $x = y = 0$;

v_0 , vitesse dirigée suivant OY;

e , valeur absolue de la charge en unités électromagnétiques;

m_0 , masse au repos

$$\beta_0 = \frac{v_0}{c}, \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}};$$

H_0 , valeur du champ magnétique en gauss pour $y \neq 0$,

$$\omega = \frac{e \cdot H_0}{m_0} \sqrt{1 - \beta^2};$$

$r = \frac{v_0}{\omega}$, rayon d'enroulement en champ uniforme H_0 .

Posons $\frac{(\Delta H)_r}{H_0} = \delta > 0$, variation relative de H pour $dy = +r$.

L'expression générale de la grandeur du champ est

$$H = H_0 \left(1 + \delta \frac{y}{r} \right);$$

soit α l'angle de la tangente à la courbe avec OX, ρ le rayon de courbure.

Les équations à résoudre sont

$$(II) \quad \begin{cases} \frac{d}{dt}(mv) = 0, \\ m \frac{v^2}{\rho} = H_0 \left(1 + \delta \frac{y}{r} \right) ev, \end{cases}$$

$$\rho = \frac{mv}{H_0 \left(1 + \delta \frac{y}{r} \right) e} = \frac{m_0 v}{H_0 \left(1 + \delta \frac{y}{r} \right) e \sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{ds}{dt}.$$

Les projections de V sur les axes OX et OY sont

$$\frac{dx}{ds} = \frac{v_0 \cos \alpha}{\omega \left(1 + \delta \frac{y}{r} \right)} = \frac{r \cos \alpha}{\left(1 + \delta \frac{y}{r} \right)},$$

$$\frac{dy}{ds} = \frac{v_0 \sin \alpha}{\omega \left(1 + \delta \frac{y}{r} \right)} = \frac{r \sin \alpha}{\left(1 + \delta \frac{y}{r} \right)}.$$

Les équations (III) nous donnent x et y en fonction de α

$$(III) \quad \begin{cases} dx = \frac{r \cos \alpha}{1 + \delta \frac{y}{r}} \cdot d\alpha, \\ dy = \frac{r \sin \alpha}{1 + \delta \frac{y}{r}} \cdot d\alpha. \end{cases}$$

seules, d'ailleurs, les valeurs de ces quantités, après une période entière ($\alpha = \frac{5\pi}{2}$), nous intéressent.

En tenant compte des conditions initiales

$$V = v_0, \quad \left(1 + \delta \frac{y}{r}\right) = 1 - \delta \cos \alpha \quad (y \text{ est périodique}),$$

$$x = r \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{5\pi}{2}} \frac{\cos \alpha \, d\alpha}{1 - \delta \cos \alpha} = r \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{5\pi}{2}} \cos \alpha \, d\alpha (1 + \delta \cos \alpha + \delta^2 \cos^2 \alpha + \delta^3 \cos^3 \alpha + \dots)$$

$$x = \pi \delta r \left(1 + \frac{3}{4} \delta^2\right) = \pi r \frac{(\Delta H)_r}{H_0} \left\{ \left(1 + \frac{3}{4}\right) \left[\frac{(\Delta H)_r}{H_0} \right]^2 \right\}.$$

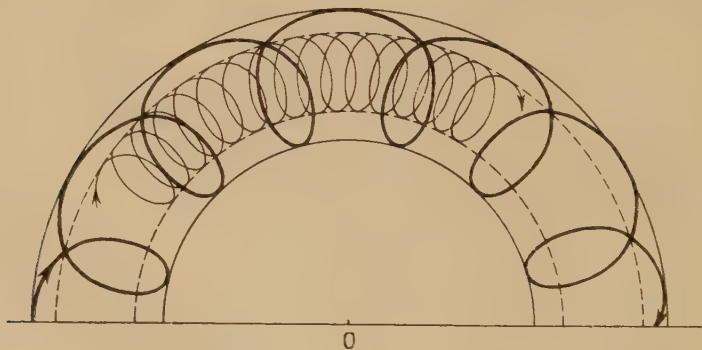


Fig. 5. — Enroulement de deux particules de même direction et de vitesses différentes dans un champ magnétique non uniforme.

D'après la formule précédente, nous voyons que, pour une valeur donnée de $\frac{(\Delta H)_r}{H_0}$, la valeur de x diminue quand r diminue, c'est-à-dire à mesure que l'énergie des particules diminue : les spires de la trochoïde seront plus petites et plus serrées. L'aspect de la trajectoire suivant les différentes énergies est donnée dans la figure 5.

Parcours total d'une particule. — Les spires seront enroulées sur un cercle d'égal champ magnétique. La moitié de cette longueur est πR , R étant le rayon des pièces polaires. Pour avoir le nombre de spires, il faut diviser cette valeur de πR par le décalage qui est

$$x = \pi \delta r \left(1 + \frac{3}{4} \delta^2 \right),$$

ce qui nous donne

$$N = \frac{\pi R}{\pi r \delta \left(1 + \frac{3}{4} \delta^2 \right)} = \frac{R}{r \delta \left(1 + \frac{3}{4} \delta^2 \right)}.$$

Enfin, pour calculer le parcours total, nous devons multiplier ce nombre par le contour de chaque spire. Supposons que chaque spire a un contour de $2\pi r$, on aura, dans ce cas,

$$L = \frac{\pi R \times 2\pi r}{\pi r \delta \left(1 + \frac{3}{4} \delta^2 \right)} = \frac{2\pi R}{\delta \left(1 + \frac{3}{4} \delta^2 \right)}.$$

Nous voyons, d'après cette formule, qu'à mesure que l'énergie des particules diminue, le nombre de spires et le parcours total augmentent.

Considérons le cas d'une particule lancée obliquement par rapport aux lignes de force dans un champ non uniforme, semblable au précédent. Supposons que la source qui émet des particules soit placée dans le plan équatorial et que la particule soit lancée vers un pôle. Si le champ était uniforme, après un tour complet, la particule rencontrerait de nouveau la ligne de force passant par le point d'émission. Mais comme, dans le cas précédent, le champ est plus intense près de l'axe que loin de cet axe, l'arc d'hélice extérieur s'allonge comme le faisait la courbe ABC (*fig. 3*), par rapport à la circonférence. Puis il sera plus serré comme l'arc CB'C', et de même que la particule ne repassait pas par le point A, il ne reviendra pas à la ligne de force initiale, il y aura un décalage. Ce

décalage se produira pour chaque spire, et la particule s'écartera de la ligne de force en question.

En même temps, cette particule, avançant vers un pôle, rencontre des champs de plus en plus intenses. H. Poincaré [14] a démontré que, dans ce cas, la particule s'enroule suivant une ligne géodésique située sur un cône; or, une ligne semblable, après s'être rapprochée du sommet du cône, rebrousse chemin et s'en éloigne indéfiniment. Autre-

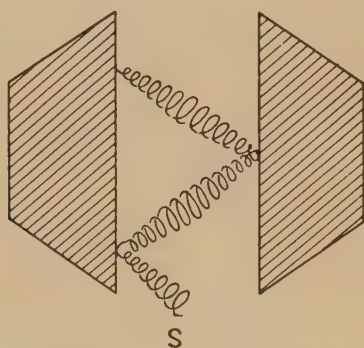


Fig. 6. — Enroulement d'une particule avec une direction quelconque et dans un champ non uniforme.

ment dit, le pas de l'hélice diminue plus vite que son diamètre, devient nul sans que le diamètre le soit, puis devient négatif; la particule s'éloigne alors du pôle et le diamètre des spires recommence à croître jusqu'au plan équatorial; le diamètre alors diminue jusqu'à l'autre pôle; puis la particule rebrousse chemin et ainsi de suite. La forme de la trajectoire est représentée dans la figure 6.

Remarque. — Si, de plus, on superpose au champ magnétique un champ électrostatique parallèle à la direction de propagation de trochoïde, la trajectoire des enroulements sera modifiée. La superposition d'un champ électrostatique au champ magnétique a pour effet de déplacer les trochoïdes dans leur plan, d'une quantité y qui est mesurable (fig. 7).

La quantité y est donnée par la formule

$$y = \frac{2}{300} \frac{V}{(\Delta H)_r \times \beta}.$$

Cette formule est établie par L. Cartan [15]. C'est d'après cette propriété que J. Thibaud [16] a pu mesurer le rapport de $\frac{e}{m_0}$ pour les électrons positifs.

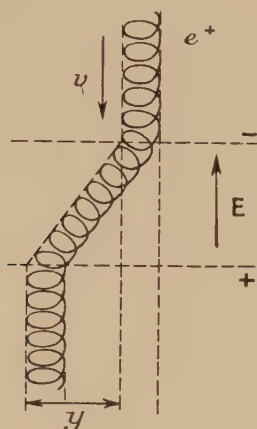


Fig. 7. — Déplacement de la trochoïde à cause du champ électrostatique.

En effet, en première approximation, on a

$$(1) \quad \begin{cases} x = \frac{\pi r \Delta H}{H}, \\ y = \frac{2}{300} \times \frac{V}{(\Delta H)_r \times \beta}; \end{cases}$$

x , distance entre deux enroulements consécutifs de la trochoïde;

r , rayon d'un enroulement de la trochoïde;

ΔH , variation du champ magnétique entre deux extrémités du rayon d'un de ces enroulements;

H , champ magnétique;

V , la tension appliquée entre les électrodes;

β , vitesse de la particule.

Le sens de progression des trochoïdes dans un champ magnétique déterminé et la similitude des raies dues à e^+ et e^- permet d'affirmer que $\frac{e}{m}$ est positif et du même ordre de grandeur que pour e^- .

D'après l'équation

$$Hr = \frac{m_0 c}{e} \times \beta \times \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

on peut calculer le rapport de $\frac{e}{m}$ si l'on connaît r , β et la valeur du champ magnétique. On peut mesurer r par photographie des trajectoires. β est déterminé d'après la formule (2) ayant mesuré V et ΔH ; H et ΔH sont mesurés en déplaçant dans l'entrefer un morceau de nickel de susceptibilité magnétique connue, suspendu à un plateau de balance.

On ne peut déterminer qu'une valeur moyenne pour le rapport de $\frac{e}{m}$; en effet, la distribution de l'énergie des électrons positifs s'étend sur un large domaine; d'après la comparaison de r pour e^+ et e^- , on constate que le rapport de $\frac{e}{m}$ pour les électrons positifs diffère au moins de 15 pour 100 de rapport de $\frac{e}{m}$ pour des électrons négatifs.



CHAPITRE II.

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET MÉTHODE D'OBSERVATION.

Avant de commencer nos mesures, nous nous sommes proposés de vérifier le rendement fourni par la méthode de la trochoïde pour le nombre de particules qui arrivent sur le compteur. Pour cela, nous avons essayé tout d'abord d'augmenter ce rendement en éliminant autant que possible les causes d'absorption.

Dans ces expériences, Benedetti a employé une boîte en laiton en forme de couronne circulaire située entre les pièces polaires d'un électro-aimant, et à l'intérieur de laquelle était placée la source. Pendant les expériences, le vide était fait dans la boîte.

Pour nous rendre compte si les parois de la boîte n'étaient pas responsables d'une diminution, nous avons d'abord compté le nombre des particules arrivant sur le compteur, quand la source était placée dans la boîte contenant l'air à la pression atmosphérique; nous avons ensuite compté les particules sans la boîte et en laissant la source et le compteur dans l'air et dans la position qu'ils occupaient précédemment. On a constaté que le nombre de particules comptées dans le dernier cas était trois fois plus grand que dans le premier; la diminution, comme nous l'avons remarqué dans le chapitre précédent, est due à ce que les électrons, dont la direction est oblique aux lignes de force du champ magnétique, se rapprochent de la pièce polaire et décrivent des trajectoires trochoïdales à pas variables et qu'il y a à la fois rebroussement et décalage. Si la boîte n'est pas assez large, les particules dans leur mouvement de va-et-vient heurtent les parois et

elles peuvent être absorbées; cette absorption a plus grande importance pour les positons que pour les négatons, parce que les premiers sont, en moyenne, moins énergiques. On comprend donc que l'on puisse, si l'on ne prend pas de précautions, trouver pour le rapport du nombre de positons naturels au nombre de négatons, une valeur inférieure à la valeur réelle.

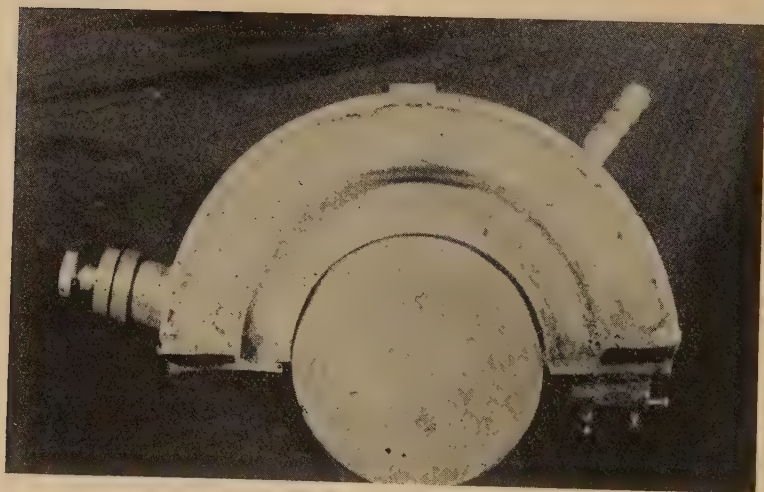
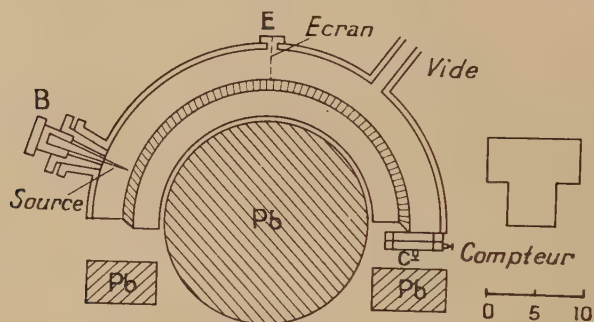
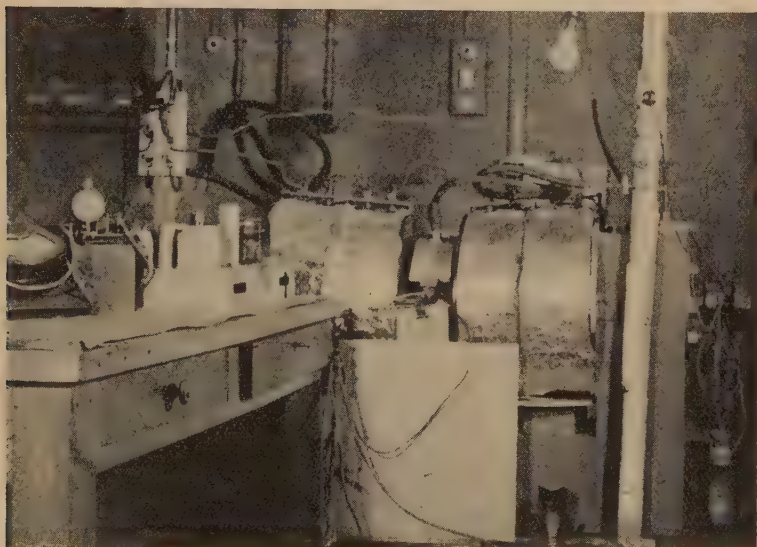


Fig. 8.

On a, par conséquent, utilisé une boîte dont la partie supérieure, où se forment les trajectoires des particules, était élargie, la forme en est indiquée dans la figure 8. Nous avons choisi une boîte en aluminium pour éviter les rayons

secondaires et les troubles apportés au champ magnétique par le laiton.

La source est placée tout près du bord des pièces polaires (pour avoir un grand gradient), on peut la déplacer dans le sens du gradient en tournant le bouton B. Le rôdage E permet de mettre des écrans sur le trajet des particules. Pendant toute la durée de l'expérience, le vide est fait dans la boîte (pression de l'ordre de $1/100^e$ de millimètre) l'appareil



Vue d'ensemble du montage.

est placé entre les pièces polaires d'un électro-aimant dont le diamètre de chacune est de 20cm et l'entrefer de 4cm . Le champ magnétique, à l'endroit où la source est placée, est de l'ordre de 4000 gauss. L'appareil entier est isolé des pièces polaires par des feuilles de bakélite et porté à la même tension que celle du fonctionnement du compteur, pour éviter les décharges dans le gaz résiduel. Suivant le sens du champ magnétique, on peut faire arriver sur le compteur, soit des positons, soit des négatons; des écrans de plomb assez épais sont placés sous la source et sous le compteur

pour empêcher dans chaque cas l'arrivée des particules de sens contraire à celle que l'on désire enregistrer. Un bloc de plomb protège le compteur des rayons γ . Les particules arrivant sur un compteur de Geiger-Muller sont enregistrées à l'aide d'un système dont la constante de temps est assez faible pour pouvoir compter proportionnellement jusqu'à 1000 coups par minute. La proportionnalité du système est vérifiée par la décroissance du dépôt actif de l'actinium. La fenêtre du compteur est constituée par une feuille d'aluminium de 30μ d'épaisseur et d'une surface de $5\text{mm} \times 18\text{mm}$ se trouvant à l'intérieur de la boîte, de façon à recevoir les particules.

Forme des pièces polaires. — D'après la formule établie dans le chapitre précédent

$$x = \frac{\pi r(\Delta H)_r}{H_0} \left\{ 1 + \frac{3}{4} \left[\frac{(\Delta H)_r}{H_0} \right]^2 \right\},$$

on voit que la valeur de décalage pour une même énergie dépend de la valeur du gradient et diminue dans la même mesure que celui-ci; par conséquent, le nombre des spires dans le parcours total augmente. Si nous mettons un écran sur le trajet des particules, celles-ci sont obligées de traverser plusieurs fois le même écran. Nous avons mesuré le décalage de la trochoïde et nous avons trouvé que ce décalage était tel qu'une particule avait dû traverser un grand nombre de fois l'écran. Pour parer à cet inconvénient, il a fallu augmenter le gradient pour une valeur donnée du champ; afin d'obtenir ce résultat, nous avons essayé de modifier la forme des pièces polaires de l'électro-aimant, dont le schéma est indiqué dans la figure 9. Nous avons ensuite étudié la distribution du champ magnétique qui est représentée par la courbe de la figure 10. On déduit de cette courbe pour le gradient du champ magnétique dans la région où il est constant, la valeur de 1300 gauss par centimètre.

Avec cette valeur de gradient du champ, nous avons calculé,

au moyen de la formule précédente, le décalage de la trochoïde

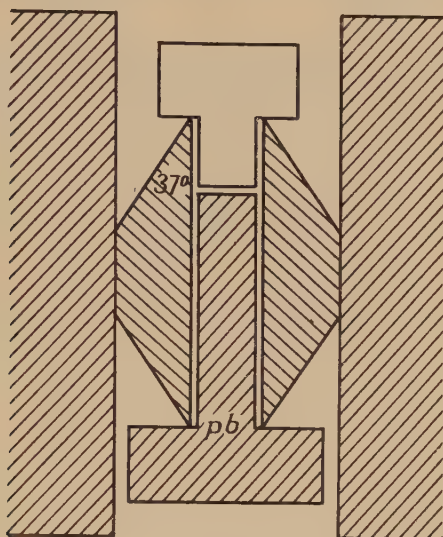


Fig. 9.

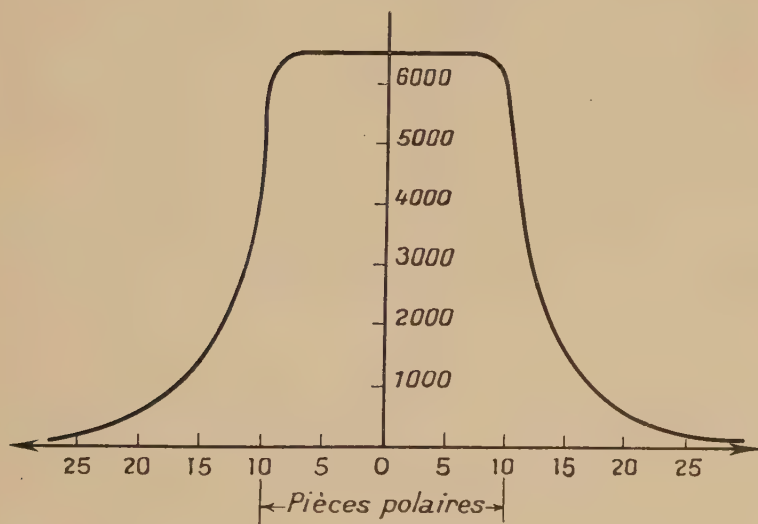


Fig. 10.

correspondant à des particules de différente énergie. Ces

calculs sont résumés dans le Tableau I. D'après le rapport

TABLEAU I.

W.	H ₂ .	H (en gauss).	ρ (en cm).	$\frac{x}{\rho}$. DÉCALAGE (en cm).	$\frac{\rho}{x}$.
10 ⁶ eV...	4738	4000	1,2	1,5	0,8
5 × 10 ⁵ »...	2910	»	0,72	0,58	1,2
1,5 × 10 ⁵ »...	1398	»	0,35	0,12	3

de $\frac{x}{\rho}$, on voit qu'une particule ayant une énergie de 10⁶ eV traversera en moyenne une seule fois l'écran, celle qui a une énergie de 5 × 10⁵ traversera trois fois et enfin, une particule d'énergie 1,5 × 10⁵ traversera six fois l'écran.

Les résultats concernant la variation du rayon de courbure, le décalage et le parcours total en fonction de la distance moyenne du compteur et de la source du bord des pièces polaires, sont donnés dans la figure 11 par les courbes *a*, *b* et *c*; la courbe *a* correspond à la variation du rayon de courbure des trajectoires décrites par les particules de différente énergie, la courbe *b* à la variation du décalage de la trochoïde et la courbe *c* à la variation des parcours totaux.

Enfin, nous avons calculé, suivant les différentes énergies, le parcours total des particules et le nombre de spires correspondant. Le Tableau II montre le résultat de ces calculs.

TABLEAU II.

W.	L = parcours total (en cm).	NOMBRE DE SPIRES pour L.
10 ⁶ eV.....	169	22
5 × 10 ⁵ »	281	62
1,5 × 10 ⁵ »	579	268

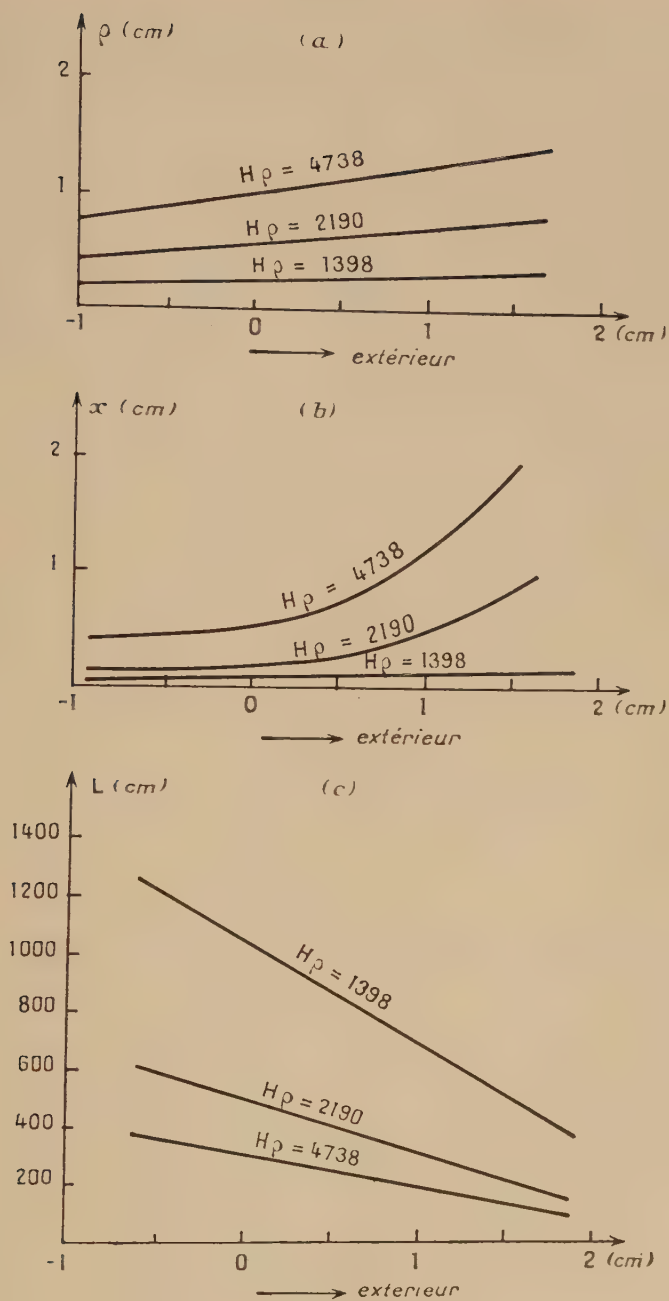


Fig. 11.

Influence du champ magnétique sur le nombre des particules arrivant sur le compteur.— Nous avons voulu examiner la variation du nombre des particules arrivant sur le compteur en faisant varier le champ magnétique. Pour faire varier le champ magnétique, on peut, soit faire varier l'intensité du courant qui passe dans l'électro-aimant, soit laisser ce dernier fixe et déplacer les pièces polaires. Dans ce dernier cas, l'expérience a été effectuée dans l'air en supprimant la boîte d'aluminium, et en plaçant la source et le compteur dans la position qu'ils occupaient dans la boîte. La source était constituée par un fil de cuivre activé par le dépôt actif de Th (B + C).

Les résultats obtenus par ces deux séries de mesures sont donnés dans les Tableaux III et IV.

TABLEAU III.

INTENSITÉ DU COURANT dans l'électro-aimant (en ampères).	NOMBRE des particules enregistrées par minute.	MOUVEMENT propre par minute.
1.....	232±5	45±2
1,5.....	222±5	
2,5.....	240±5	
3,5.....	210±5	
4.....	220±5	

TABLEAU IV.

DISTANCE entre les pièces polaires (en centimètres).	NOMBRE des particules enregistrées par minute.	MOUVEMENT propre par minute.
4.....	440±8	50±3
2.....	470±8	

On voit que la variation du champ magnétique n'a pas beaucoup d'influence sur le nombre des particules qui arrivent sur le compteur.

Rendement de la méthode. — Pour calculer le rendement de la méthode de la trochoïde, nous avons compté le nombre des particules émises par une ampoule de bromure de radium à parois minces ($1/10^e$ de millimètre) et d'une intensité de $0,7 \times 10^{-6}$ gramme de radium environ. Le nombre compté par minute par la méthode de la trochoïde est de 1000 ± 13 . Pour avoir ce même nombre (1000 par minute sans la trochoïde), il faut placer la source environ à une distance de 5^{cm} du compteur.

D'autre part, on sait que 1^g de radium émet par seconde $7,36 \times 10^{10}$ rayons β dans un angle solide de 4π . Dans un angle solide de 2π , 1^g de radium émet $220,8 \times 10^{10}$ rayons β par minute. La source de $0,7 \times 10^{-6}$ émet donc dans un angle solide de 2π

$$7 \times 10^{-7} \times 220,8 \times 10^{10} = 1,5 \times 10^6 \text{ rayons } \beta \text{ par minute.}$$

Le rendement de la méthode est le rapport du nombre compté au nombre de rayons émis par la source. Dans nos conditions expérimentales, ce rapport est de

$$\frac{1000}{1,5 \times 10^6} = \frac{1}{1500}.$$

Remarquons que dans ce rapport, trois facteurs interviennent : l'angle solide qui est très difficile à calculer avec notre méthode, l'efficacité du compteur, et enfin l'absorption (absorption dans les parois de l'ampoule, dans les parois de l'appareil et dans la fenêtre du compteur). La séparation de ces trois facteurs entre eux étant très difficile, nous nous contenterons de donner le rendement global de la méthode.

Rapport du nombre de positons naturels au nombre de négatons émis par les sources de Ra (B + C) et Th (B + C).

— Nous avons mesuré le rapport du nombre de positons

naturels au nombre de négatons émis par une source de bromure de radium en équilibre avec ses descendants à courte vie et par une source de Th (B + C). Pour mesurer les rayons β de Th (B + C), nous avons attendu plusieurs périodes pour que la source décroisse et que son intensité soit mesurable. Nous avons trouvé pour la source de radium, une valeur de $2 \text{ à } 3 \times 10^{-3}$ et pour le Th (B + C) $3 \text{ à } 4 \times 10^{-3}$; ces nombres sont encore inférieurs à ceux obtenus par la chambre de Wilson (de l'ordre de 10^{-2}), mais ils sont dix fois plus grands que ceux obtenus avec le compteur; il est probable que la différence avec le nombre trouvé à l'aide de l'appareil de Wilson est encore due à l'absorption de positons de faible énergie.



CHAPITRE III.

MATÉRIALISATION DE L'ÉNERGIE DES RAYONS β DE RADIUM (B+C).

La source a été constituée par une ampoule en verre à parois très minces contenant 51 microcuries de Br_2Ra . Pour observer l'effet de la création des positons par les rayons β , les écrans d'aluminium, d'épaisseur croissante, ont été placés autour de la source. Les positons observés sont, d'une part, les positons naturels provenant de la source, d'autre part les positons créés dans les écrans par le bombardement

TABLEAU V. — *Résultat de deux séries de mesures avec les écrans d'aluminium, chaque série est mesurée pendant 10 minutes.*

ÉPAISSEUR de l'écran (en grammes par centimètre carré).	NOMBRE DE POSITONS par minute.			MOUVEMENT propre par minute.
	Écrans sur la source.	Écrans au milieu.	Différence.	
0.....	110 $\pm$ 4	110 $\pm$ 4	0	35 $\pm$ 3
0,006.....	80 $\pm$ 3	63 $\pm$ 3	17 $\pm$ 4	
0,012.....	65 $\pm$ 3	40 $\pm$ 2	25 $\pm$ 3	
0,024.....	55 $\pm$ 3	20 $\pm$ 2	35 $\pm$ 3	
0,03.....	45 $\pm$ 2	15 $\pm$ 2	30 $\pm$ 2	
0,06.....	33 $\pm$ 2	6 $\pm$ 2	27 $\pm$ 2	
0,09.....	25 $\pm$ 2	2 $\pm$ 1	23 $\pm$ 2	
0,12.....	20 $\pm$ 2	0	20 $\pm$ 2	
0,15.....	17 $\pm$ 2	0	17 $\pm$ 2	
0,2.....	17 $\pm$ 2	0	17 $\pm$ 2	

des rayons β et γ . Pour séparer les deux phénomènes, les mêmes écrans sont placés sur le trajet des positons et loin de la source. Les résultats des expériences sont résumés dans le Tableau V et la figure 12.

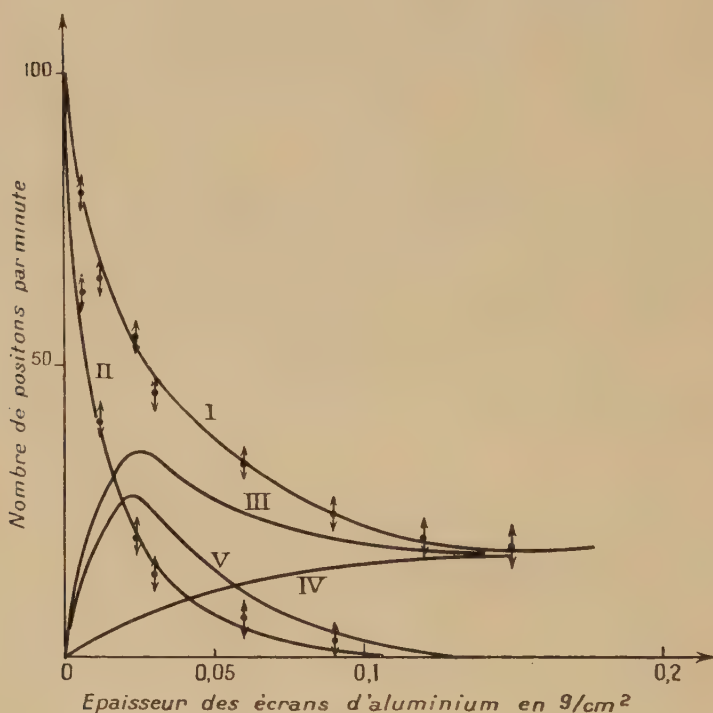


Fig. 12.

Dans cette figure, la courbe I correspond à une série d'expériences qui ont été faites en plaçant des écrans d'aluminium d'épaisseur croissante autour de la source. La courbe II correspond à une série d'expériences faites en plaçant les mêmes écrans sur le trajet des positons et loin de la source. Ces deux courbes ne coïncident pas, ce qui montre que lorsque les écrans sont placés autour de la source et subissent le bombardement des rayons β et γ , il y a création de posi-

tons dont le nombre est donné par la différence des ordonnées des deux courbes (courbe III). La courbe IV correspond à la matérialisation des rayons γ et est obtenue de la même manière que la courbe III, en comptant le nombre de positons qui sortent de l'écran quand on a interposé entre cet

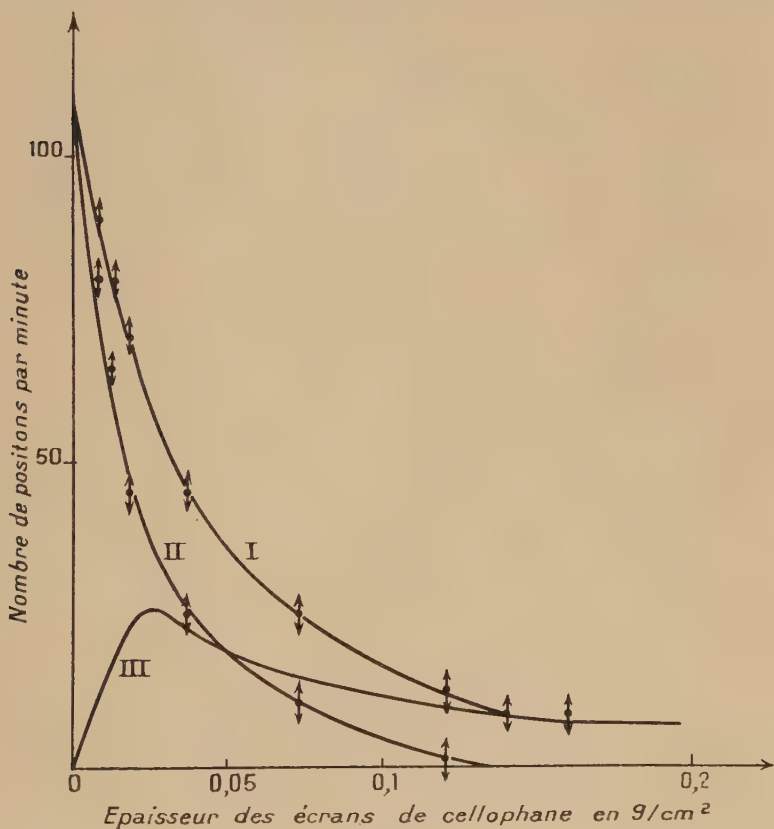


Fig. 13.

écran et la source un écran de cellophane assez épais pour absorber les rayons β . La courbe V obtenue par soustraction des ordonnées des deux courbes III et IV donne le nombre de positons dus à la matérialisation de l'énergie des rayons β . Sur cette courbe, le nombre de positons augmente

jusqu'à une épaisseur de l'écran de $0,023 \text{ g/cm}^2$, ensuite il décroît et s'annule aux environs de $0,13 \text{ g/cm}^2$.

Nous avons remplacé ensuite les écrans d'aluminium par des écrans de cellophane et de cuivre. Les résultats des deux séries de mesures correspondantes sont donnés dans les figures 13 et 14. On voit qu'à masse superficielle égale, le

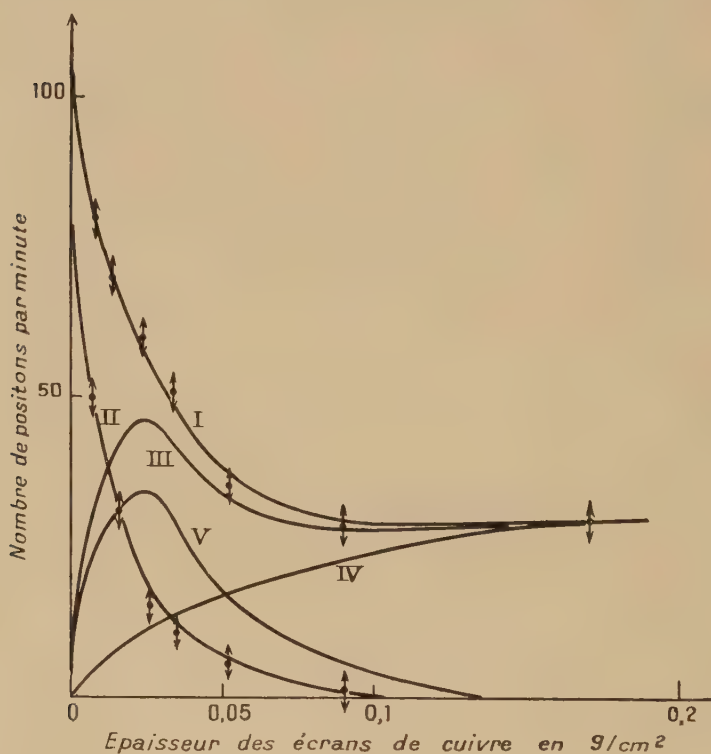


Fig. 14.

rendement pour la production de positons est du même ordre que dans l'aluminium, ce qui montre que la probabilité de la matérialisation est proportionnelle à Z , tandis que la probabilité de la matérialisation des rayons γ est proportionnelle à Z^2 . Ainsi, l'importance relative des phénomènes change, la production de positons dans les écrans légers par

les rayons β étant beaucoup plus grande que celle de rayons γ dans les mêmes écrans.

Matérialisation de l'énergie des rayons β de Th(B + C) [17].

— Dans ce dernier cas, la source était constituée par un fil de cuivre de $2/10^e$ de millimètre de diamètre, activée par le dépôt actif de Th (B + C).

Une série d'expériences a été faite avec les écrans d'aluminium, de cellophane et de cuivre dans les mêmes conditions que précédemment. Les résultats des expériences pour la matérialisation de l'énergie des rayons β de Th (B + C) sont donnés dans le Tableau VI et les figures 15, 16 et 17.

TABLEAU VI. — *Résultat de deux séries de mesures avec les écrans d'aluminium.*

ÉPAISSEUR de l'écran (en grammes par centimètre carré).	NOMBRE DE POSITONS par minute.			MOUVEMENT propre par minute.
	Écrans sur la source.	Écrans au milieu.	Différence.	
0.....	551 $\pm$ 10	551 $\pm$ 10	0	42 $\pm$ 2
0,006.....	449 $\pm$ 10	284 $\pm$ 8	165 $\pm$ 12	
0,012.....	414 $\pm$ 10	186 $\pm$ 7	228 $\pm$ 12	
0,024.....	353 $\pm$ 10	80 $\pm$ 5	273 $\pm$ 10	
0,03.....	300 $\pm$ 8	55 $\pm$ 4	245 $\pm$ 9	
0,06.....	209 $\pm$ 7	25 $\pm$ 3	187 $\pm$ 7	
0,09.....	175 $\pm$ 6	5 $\pm$ 1	170 $\pm$ 6	
0,12.....	170 $\pm$ 6	0 $\pm$	170 $\pm$ 6	
0,15.....	172 $\pm$ 6	0 $\pm$	172 $\pm$ 6	

On constate que les résultats expérimentaux obtenus avec la source de Th (B + C) sont analogues aux précédents en ce qui concerne la matérialisation de l'énergie des rayons β ainsi que la probabilité de la matérialisation.

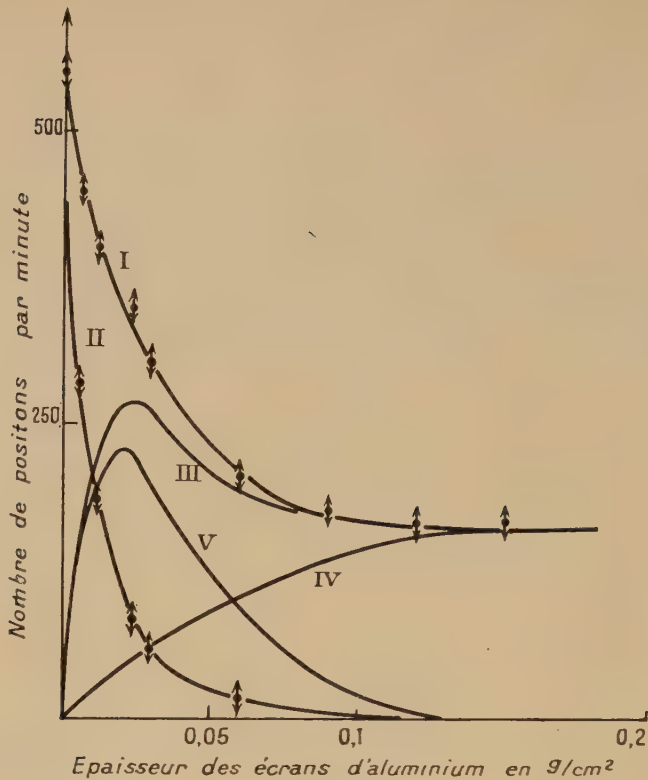


Fig. 15.

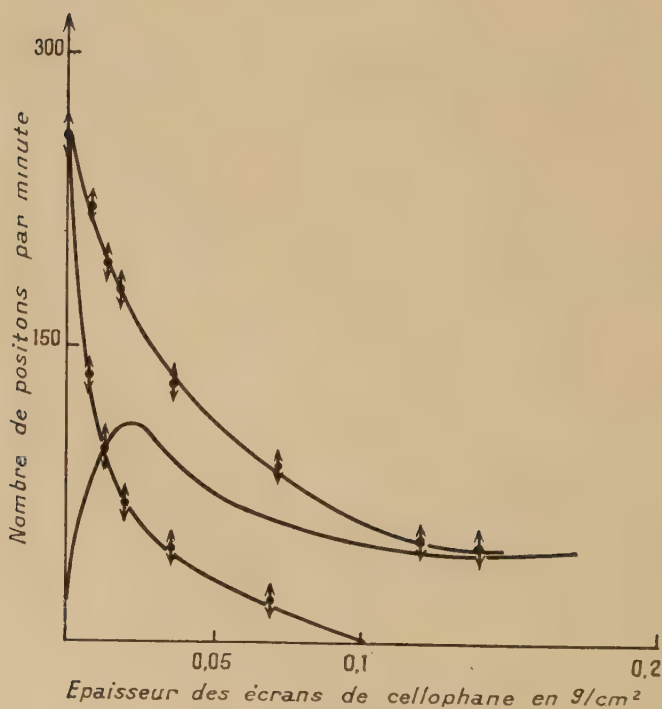


Fig. 16.

Nos résultats seront en accord avec ceux obtenus par Skobelzyn et Stepanowa, et avec ceux de Da Silva en multipliant par 4 tous les nombres portés en abscisses; ceci est justifié par le fait que les particules traversent en moyenne quatre fois l'écran.

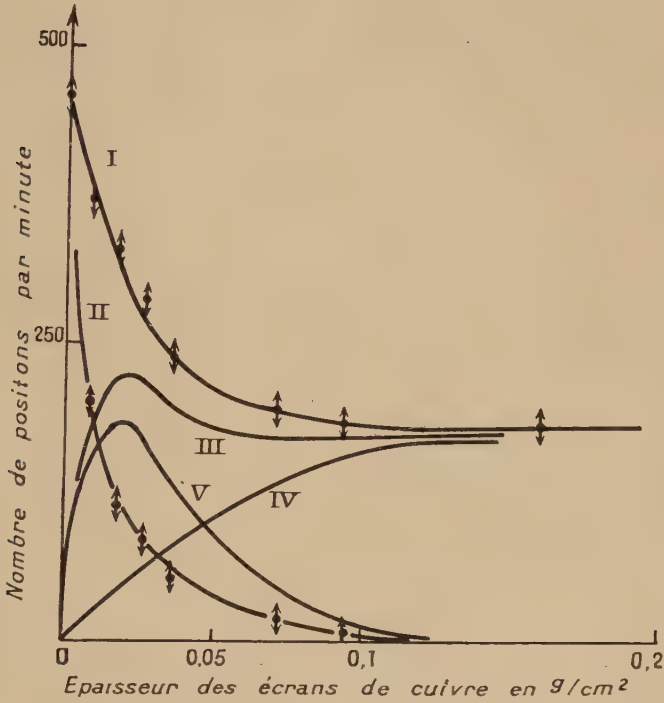


Fig. 17.

Émission des positons naturels et matérialisation de l'énergie des rayons β de l'uranium X et de l'actinium. — Des expériences analogues ont été faites avec des sources de $UX_1 + UX_2$ et d'actinium accompagné de ses dérivés. Nous avons constaté que la source de l'uranium émettait quelques positons, mais en ce qui concerne la matérialisa-

tion de l'énergie des rayons β , les résultats étaient négatifs avec les deux sources.

Cela est dû au fait que la majeure partie des rayons β de l'uranium X et les dérivés de l'actinium n'ont pas une énergie suffisante pour créer des paires. Pour l'uranium X, l'émission de quelques positons naturels peut être attribuée à la matérialisation interne d'un petit nombre de rayons γ d'énergie supérieure à 10^6 eV. Pour le rapport du nombre de positons naturels au nombre de négatons émis par l'uranium X, on trouve 7×10^{-5} ; ce rapport est encore dix fois plus petit que celui trouvé avec la chambre de Wilson [18], ce qui n'est pas étonnant, étant donné, comme nous l'avons remarqué précédemment, que les nombres donnés pour le rapport du nombre des positons naturels à celui des négatons par la chambre de Wilson sont en général plus grands que ceux obtenus par la méthode de la trochoïde; pour la source d'actinium, ce rapport est certainement inférieur à 10^{-7} .

Calcul de la section efficace. — Les résultats expérimentaux qui viennent d'être exposés permettent de calculer la section efficace moyenne du phénomène en question. Pour cela, il faut établir le rapport du nombre des positons observé au nombre des particules β d'énergie supérieure à 10^6 eV, supposées responsables de la matérialisation. Remarquons d'abord que, d'après les spectres des rayons β de Ra (B + C), le rapport du nombre des rayons β d'énergie supérieure à 10^6 eV au nombre total des rayons émis est de 18 pour 100.

Le nombre de positons naturels émis par notre source [51 microcuries du Ra (B + C)] est de 110 ± 4 , d'autre part, nous savons que le rapport du nombre de positons naturels au nombre des négatons trouvé par la méthode de la trochoïde est de l'ordre de 2×10^{-3} ; de cette valeur, on déduit le nombre total des négatons émis par notre source; ce nombre est de

$$\frac{110}{2} \times 10^3 = 55\,000.$$

Pour le nombre des rayons β d'énergie supérieure à 10^6 eV, on a

$$\frac{55\,000 \times 18}{100} = 9900.$$

D'autre part, la courbe V de la figure 12 indique que le nombre des positons dus à l'effet de la matérialisation de l'énergie des rayons β dans l'aluminium, est de 35 ± 4 . Le rapport du nombre des positons dû à la matérialisation de l'énergie des rayons β , au nombre des rayons β d'énergie supérieure à 10^6 eV, est donc de

$$\frac{35}{9900} = 0,003.$$

Skobelzyn et Stepanowa ont trouvé pour ce rapport, avec l'appareil de Wilson, une valeur de 0,03 (dans le plomb). On voit que notre valeur est plus faible que celle qui a été obtenue par ces auteurs, mais ceci n'a rien d'étonnant, car : 1° nous avons trouvé ce rapport pour l'aluminium; si l'on admet que la création de positons est proportionnelle au nombre atomique, comme les expériences de Skobelzyn et les nôtres le confirme, on doit multiplier cette valeur par 6,3 (rapport du nombre atomique du plomb à celui de l'aluminium); 2° la valeur qu'on trouve après cette multiplication (0,0189) est encore inférieure à celle donnée par Skobelzyn; cette diminution est due au fait que les positons ayant une énergie plus faible et traversant un plus grand nombre de fois les écrans sont absorbés en plus grande proportion que les négatons. Pour la même raison, on constate ailleurs que la proportion de positons naturels par rapport au nombre des rayons β est également inférieure au rapport obtenu avec l'appareil de Wilson.

Pour déterminer la section efficace, il est également nécessaire de connaître le parcours moyen des particules. Il faut remarquer que la méthode de la trochoïde ne permet d'évaluer que très approximativement cette dernière grandeur. En

admettant, comme nous l'avons fait remarquer précédemment, que les particules traversent en moyenne quatre fois l'écran, la section efficace que nous trouvons (10^{-23} pour l'aluminium et 10^{-22} pour le plomb) est du même ordre de grandeur que celle trouvée par Skobelzyn. On voit donc que le rendement est relativement très élevé et tout à fait contraire aux prévisions théoriques.

D'après cette valeur de la section efficace, on doit espérer voir la projection d'un positon lors du passage des rayons β à l'intérieur d'une chambre de Wilson remplie de gaz, et il faut s'attendre à ce que pareil choc se produise une fois sur quelques dizaines de mètres de parcours; en principe, l'observation est donc possible si l'on prend un nombre assez important de clichés. En effet, Skobelzyn et Stepanowa d'une part, Champion et A. Barber d'autre part, ont observé une telle fourche. Sur la photo publiée par Skobelzyn [19], on peut voir clairement qu'une des particules a décrit une trajectoire très courte, trajectoire d'un électron lent qui est lancé dans le sens opposé du mouvement de la particule primaire. A ce même point, aboutit une autre trajectoire électronique dont on peut, d'après le rayon de courbure, calculer l'énergie (60 kV environ); c'est probablement la trajectoire d'un positon, créé par le choc du rayon β primaire contre un noyau du gaz remplissant la chambre.

CHAPITRE IV.

CONCLUSION ET DISCUSSION.

D'après ce qui vient d'être exposé, nous constatons que les rayons β de Ra (B + C) et Th (B + C), dont l'énergie est supérieure à 10^6 eV (l'énergie nécessaire pour la matérialisation), en traversant des lames d'aluminium, de cellophane et de cuivre donnent naissance à des positons qu'on peut observer par la méthode de la trochoïde.

La section efficace ou la probabilité moyenne de production des positons par les particules β dont l'énergie est supérieure à 10^6 eV est cent fois plus élevée que la valeur correspondante relative à l'effet photo-électrique de production des paires.

Nous avons également constaté que le rendement dans l'aluminium, cellophane et cuivre à masse superficielle égale est le même; on peut donc conclure que le rendement pour la production des positons est proportionnel à Z (nombre atomique).

Nos résultats expérimentaux sont donc en accord avec ceux de Skobelzyn et Stepanowa, ainsi qu'avec ceux de Da Silva.

Les résultats expérimentaux de F. C. Champion et A. Barber [20] qui ont utilisé une chambre de Wilson, remplie d'un mélange de 5 pour 100 de vapeur de diméthyle de mercure et 95 pour 100 d'azote, sont également en accord avec les nôtres. La valeur de la section efficace trouvée par ces auteurs, pour l'atome de mercure, est de l'ordre de 10^{-22} cm².

Par contre, Benedetti, qui a employé la même méthode

que la nôtre, n'a pu constater ce phénomène. Comme nous l'avons signalé au début de ce travail, le gradient du champ utilisé par Benedetti était tel qu'un positon était obligé de traverser un grand nombre de fois l'écran et pouvait être absorbé avant d'être enregistré. D'autre part, Benedetti a utilisé dans ses expériences des écrans dont l'épaisseur minimum était de $0,03 \text{ g/cm}^2$, et a trouvé pour la matérialisation des rayons β et γ une courbe descendante, sans maximum, tandis que le maximum que nous avons trouvé par cette courbe se trouve vers $0,023 \text{ g/cm}^2$. On s'explique donc pourquoi Benedetti n'a pas constaté le phénomène de la matérialisation de l'énergie des rayons β .

D'autre part, A. I. Alichanow et Alichanian ont mesuré l'émission de positons par une source nue, puis par la même source entourée d'une couche d'aluminium de 1 mm . Leurs expériences, assez nombreuses, montrent qu'un filtre d'aluminium d'épaisseur quelconque diminue toujours le nombre de positons.

Cela prouverait, d'après ces auteurs, que si l'effet de la matérialisation de l'énergie des rayons β a lieu, il est d'une importance moindre que celui des rayons γ . Cet argument toutefois n'est pas convaincant, car l'absorption des positons émis par la source elle-même peut dépasser en importance l'émission des positons créés dans l'écran par les rayons β , de sorte que l'interposition de filtres conduit à une diminution du nombre total des positons observés.



DEUXIÈME PARTIE

DOSAGE DU RADIUM ET DU RADIOTHORIUM DANS UNE AMPOULE DE MÉSOTHORIUM

CHAPITRE I.

Généralités. — Le mésothorium 1 est le dérivé direct du thorium. Son poids atomique est 228, son nombre atomique 88 et sa période 6, 7 ans; il est impossible de séparer le mésothorium 1 du radium dont il est isotope.

Le mésothorium 1 n'a pas de rayonnement propre appréciable, les rayonnements β et γ qu'il émet appartiennent essentiellement à ses dérivés et en premier lieu à son descendant direct le mésothorium 2 que l'on peut séparer par précipitation ammoniacale.

Le mésothorium 2 est un isotope de l'actinium (nombre atomique 89), sa période est 6, 18 heures, il émet des rayons β et γ très pénétrants. Comme l'équilibre entre le mésothorium 1 et le mésothorium 2 s'établit assez rapidement, on peut mesurer la quantité de mésothorium 1 par le rayonnement γ de mésothorium 2.

Le dérivé direct du mésothorium 2 est le radiothorium qui donne lui-même naissance au thorium X. Le radiothorium est un isotope du thorium ($Z = 90$); son poids atomique est 224 et sa période 1,9 ans; il émet des rayons α ; il possède aussi un rayonnement γ pouvant par conversion interne donner naissance à des électrons secondaires.

On peut obtenir le radiothorium pur en le séparant (par l'ammoniaque) du mésothorium qui le produit. Le radiothorium forme une série de dérivés à vie relativement courte; un mois après cette préparation, l'équilibre est établi si celle-ci ne dégage pas le thoron engendré par le thorium X.

Comme les périodes de mésothorium 1 et de radiothorium sont longues par rapport aux périodes des autres corps de la même famille, on peut traiter le cas de la formation de radiothorium à partir du mésothorium comme un problème de deux corps de formation successive en négligeant le mésothorium 2; en désignant par M la quantité de mésothorium 1 et par R la quantité de radiothorium, on obtient les deux équations suivantes

$$\begin{aligned} M &= M_0 e^{-\lambda_M t}, \\ R &= \frac{M_0 \lambda_M}{\lambda_R - \lambda_M} (e^{-\lambda_M t} - e^{-\lambda_R t}), \end{aligned}$$

λ_M et λ_R étant les constantes radioactives du mésothorium et du radiothorium

$$(\lambda_M = 0,103 \text{ ans}^{-1}; \lambda_R = 0,365 \text{ ans}^{-1}).$$

D'après cette équation, on peut tracer la courbe de l'accroissement du radiothorium dans le mésothorium. Cette courbe permet de constater que la quantité de radiothorium formée dans le mésothorium passe par un maximum qui est atteint vers 4,83 ans (*fig. 18*) et décroît ensuite. On peut constater aussi que la formation de radiothorium dans le mésothorium, dans la première année de la préparation, est presque proportionnelle au temps.

Le rayonnement γ du radiothorium provient du thorium ($c + c''$), celui du mésothorium provient de ces mêmes corps et a, en plus, le rayonnement γ émis par le mésothorium 2. Les coefficients d'absorption de ces deux groupes de rayonnement γ sont différents de ceux du radium c.

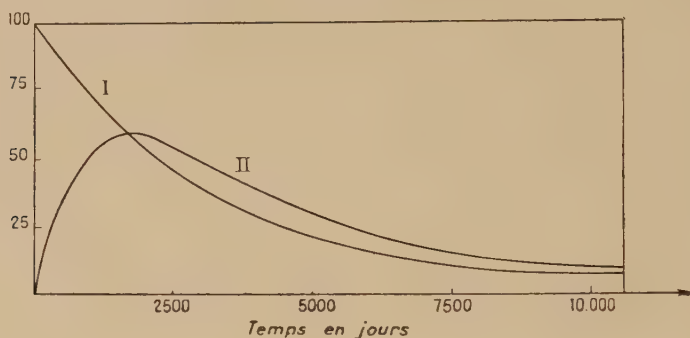


Fig. 18.

I. — Décroissance de MTh.

II. — Formation de RTh dans MTh.

Courbe I. — Nombre d'atomes transformé par unité de temps en pour 100 du nombre initial.

Courbe II. — Nombre de RTh transformé par unité de temps, en posant égal à 100 le nombre d'atomes de MTh transformé par unité de temps, pour $t = 0$.

Les coefficients d'absorption de ces trois groupes dans le plomb sont les suivants

MTh ₂	$\mu = 0,64 \text{ cm}^{-1}$
Ra _c	$\mu = 0,58 \text{ »}$
Th _{c''}	$\mu = 0,46 \text{ »}$

Le dosage des tubes contenant du radiothorium ou du mésothorium s'effectue habituellement en mesurant l'ionisation produite dans une chambre par le rayonnement γ et en comparant avec une source radioactive étalon. Il est difficile d'utiliser un étalon de mésothorium et de radiothorium, d'abord parce que ces corps n'ont pu être obtenus ni à l'état de sels purs ni en quantités suffisantes, et aussi

parce qu'ils ont une période assez courte et décroissent donc rapidement; on est donc obligé d'employer un étalon de radium, et l'on exprime la quantité de mésothorium et de radiothorium « en milligrammes de radium équivalents ».

Comme nous l'avons dit, le mésothorium 1 est un isotope du radium; ces corps sont donc entraînés en même temps lors du traitement des minerais de thorium qui contiennent toujours de l'uranium. Cette séparation s'effectue en général à l'aide du baryum comme entraîneur de mésothorium 1, plus radium. On peut éliminer le baryum par fractionnement; la proportion de mésothorium 1 sur radium ne peut varier qu'en raison de la décroissance du mésothorium 1 plus rapide que celle du radium. Une fois le baryum éliminé, la matière restante est constituée exclusivement par le radium et une proportion de mésothorium 1 faible, mais pouvant produire par ses dérivés un rayonnement γ plus important que celui du radium. D'autre part, le mésothorium 1 forme peu à peu ses dérivés, surtout le radiothorium.

Par les raisons suivantes, il est très important de pouvoir doser le mésothorium, le radiothorium et le radium contenus dans un tube scellé car :

1° Du point de vue scientifique, il est indispensable de connaître avec précision la nature des corps à étudier;

2° Du point de vue commercial, on se rappelle que le radiothorium et le mésothorium se détruisent beaucoup plus vite que le radium.

Pour obtenir un renseignement rapide sur la composition du produit, on peut utiliser les différences entre les coefficients d'absorption par des écrans de plomb d'épaisseurs différentes. L'interprétation des résultats, délicate en elle-même, le sera encore plus du fait de la présence constante du radium.

W. Bothé [21] avait proposé une méthode basée sur la différence entre les coefficients d'absorption du rayonnement γ du radium, radiothorium et mésothorium. Son appareil

est constitué par une chambre d'ionisation à l'intérieur et au centre de laquelle est placée la source que l'on entoure de cylindres de plomb d'épaisseurs différentes, de 0^{cm},5 jusqu'à 11^{cm}. Bothé a pu mesurer le rapport du rayonnement γ des radioéléments de la série thorium et celui d'un étalon de radium après filtration à travers les différentes épaisseurs de plomb. En traçant les courbes ainsi obtenues, on peut doser les radioéléments; les résultats de la mesure varient avec l'âge de la préparation, en raison des différences des périodes. Il faut remarquer qu'avec ce dispositif, qui est d'ailleurs très encombrant, on ne peut mesurer les quantités de radioéléments avec une bonne précision.

M^{lle} C. Chamié [22] a donné une autre méthode pour une mesure plus rapide, utilisant la chambre d'ionisation que l'on emploie ordinairement au Laboratoire Curie pour les mesures en rayon γ . Lorsqu'une ampoule est placée directement sur le condensateur, celui-ci reçoit tous les rayons normaux et obliques de l'ampoule, mais les rayons qui sont très obliques font de longs trajets dans le plomb et subissent une absorption qui est d'autant plus sensible que les rayons sont moins pénétrants. Si l'on place les ampoules à une certaine distance du condensateur, l'angle solide diminue et, par conséquent, les rayons très obliques seront éliminés; on observe donc des différences dans les rapports.

Une autre méthode consiste à mesurer l'évolution du débit calorifique d'un tube de mésothorium. En effet, on peut déterminer pour le tube en question et un tube étalon contenant le radium, le rapport R des rayonnements γ et le rapport Δ des débits de chaleur; si le tube à examiner contient du radium, on a $R = \Delta$; s'il contient du mésothorium et ses dérivés, le rapport $\frac{\Delta}{R}$ diffère de 1 et varie avec l'âge de la préparation (M^{me} P. Curie) [23], Δ est pratiquement nul pour une préparation de mésothorium 1 + mésothorium 2 exempte de radium et radiothorium, puisqu'il est

déterminé par l'énergie correspondant aux rayons α , β et γ ; on peut négliger en première approximation le débit calorifique dû aux rayons β et γ ; il croît ensuite avec le temps comme le radiothorium.

D'après ce qu'on vient de dire, on voit que les méthodes de Bothé et M^{lle} Chamié pour le dosage du radium et du radiothorium dans les tubes de mésothorium ne sont pas toujours applicables; de même, le dosage par la méthode calorifique est assez long et en raison de la présence du radium l'interprétation des résultats reste toujours délicate.

M^{me} Joliot-Curie m'a proposé d'étudier un procédé basé sur la matérialisation des rayons γ traversant la matière et d'observer les positons ainsi obtenus par la méthode de la trochoïde. Nous avons déjà signalé, au début de ce travail, que pour la matérialisation, l'énergie minima est de $1,02 \times 10^6$ eV. De plus, l'énergie totale des deux particules créées ne peut dépasser celle du quantum primaire, le reste de l'énergie de rayon γ apparaît comme l'énergie cinétique E_1 et E_2 des deux particules créées; le bilan énergétique est selon la formule suivante :

$$h\nu = 1,02 \times 10^6 \text{ eV} + E_1 + E_2.$$

On voit ainsi que l'énergie des positons et des négatons obtenus dépend de celle des rayons γ employés. D'autre part, l'importance de la production des paires dépend de l'intensité de rayonnement γ traversant la matière et de l'énergie de celui-ci.

Considérons, par exemple, deux ampoules de radiothorium et de radium de même intensité en rayonnement γ . Si l'on bombarde la matière par les rayons γ de ces ampoules, le nombre de positons créés par les rayons γ de l'ampoule de radiothorium est beaucoup plus important que celui produit par les rayons γ de l'ampoule de radium et, d'autre part, à cause de la différence d'énergie des rayons γ de l'ampoule de radio-

thorium et de l'ampoule de radium on a des positons plus énergiques dans un cas que dans l'autre. Les coefficients d'absorption sont donc différents pour ces deux groupes de positons, ce qui donne un moyen pour distinguer les deux radioéléments lorsqu'ils sont ensemble.

C'est d'après ces résultats que nous avons essayé de doser le radium et le radiothorium dans une ampoule de mésothorium.



CHAPITRE II.

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL.

Nous avons employé le même dispositif que précédemment. L'ampoule à examiner a été placée dans une gaine de plomb et les rayons γ de l'ampoule frappés sur une plaque de plomb A de 5^{mm} d'épaisseur (*fig. 19*); les positons créés dans

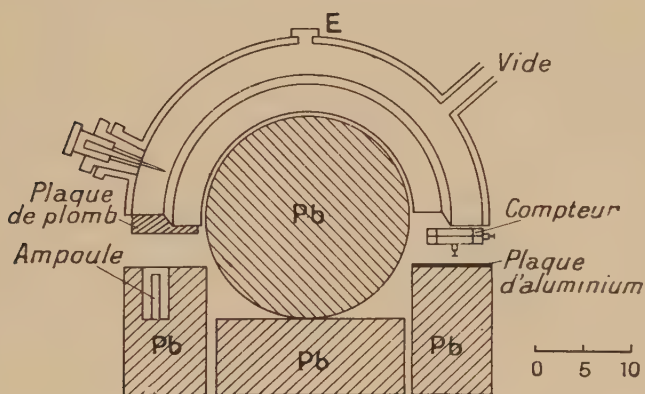


Fig. 19.

cette plaque par les rayons γ ont été amenés sur un compteur protégé par des blocs de plomb de 20^{cm} placés entre l'ampoule et le compteur. Nous avons utilisé de préférence un compteur en aluminium afin de diminuer l'importance des rayons secondaires dont, comme on le sait, l'importance de production diminue avec le nombre atomique. Un bloc de plomb a été placé au-dessous du compteur. Sur ce bloc, on a posé une feuille d'aluminium de 2^{mm} d'épaisseur pour absorber

les rayons secondaires. Pendant toute la durée de l'expérience, le vide a été fait dans l'appareil.

On a préalablement étudié la variation du nombre de positons et du mouvement propre quand on déplace l'ampoule verticalement par rapport au radiateur. Les résultats des mesures sont donnés dans le Tableau VIII.

TABLEAU VIII. — *La variation du nombre de positons et le mouvement propre en fonction de la distance moyenne de l'ampoule au radiateur.*

DISTANCE MOYENNE de l'ampoule au radiateur (en centimètres).	NOMBRE de positons par minute.	MOUVEMENT propre par minute.
12.....	31 ± 2	20 ± 2
10.....	63 ± 3	60 ± 3
8.....	83 ± 4	70 ± 4
6.....	98 ± 4	166 ± 5

D'après ce tableau, on voit qu'à mesure que la distance du centre de l'ampoule au radiateur diminue, le nombre des positons augmente ainsi que le mouvement propre, mais que le rapport entre ces deux diminue, ce qui, naturellement, fait diminuer la précision des mesures; on ne peut pas non plus trop éloigner l'ampoule pour ne pas descendre au-dessous d'un certain rendement compatible avec la sensibilité de la méthode.

D'autre part, il faut que la distance du centre de la source au radiateur pour toutes les mesures soit la même, autrement dit que la position de la source par rapport au radiateur soit fixée une fois pour toutes. La distance choisie pour toute la série d'expériences a été de 9^{cm}.

Il est également nécessaire de voir comment il faut canaliser les faisceaux des rayons γ venant sur le radiateur et déterminer la partie efficace du radiateur. Pour cela, nous

avons activé une feuille d'aluminium avec le dépôt actif de thorium (B + C). La source a été placée au milieu du radiateur; puis nous l'avons déplacée en le rapprochant d'un pôle de l'électro-aimant et pour chaque position le nombre des particules arrivant sur le compteur par minute a été mesuré. Dans la figure 20, la région 1 correspond à la position de la source

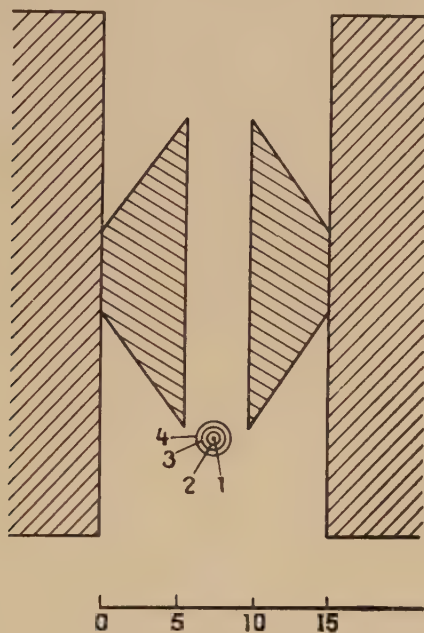


Fig. 20.

au centre, le nombre de coups par minute est alors de 250 ± 5 ; dans les positions 2 et 3 correspondant à une distance de 5mm et de 8mm du centre, le nombre de particules arrivant sur le compteur est de 200 ± 4 et 180 ± 4 ; dans la région 4, correspondant à une distance de 11mm , le nombre des particules par minute est de 50 ± 4 . On peut donc dire qu'approximativement la partie efficace du radiateur est comprise entre le centre et 8mm de celui-ci.

Il nous reste à examiner la variation du rendement quand on déplace l'ampoule dans la direction du gradient du champ magnétique; comme nous l'avons déjà fait remarquer, on doit placer l'ampoule à l'endroit où le gradient du champ est le plus fort (pour augmenter le décalage).

D'après ces résultats, on voit que le nombre des particules arrivant sur le compteur varie avec la position de la source. Il faut donc fixer la position de la source pour toutes les expériences.

Une fois la position de l'ampoule déterminée, pour la maintenir nous avons pris un bloc de plomb de grande épaisseur où a été aménagé un trou de dimension convenable. Ce plomb devait également servir à canaliser les rayons γ .



CHAPITRE III.

MESURE DU RADIUM ET DU RADIOTHORIUM DANS UNE AMPOULE DE MÉSOTHORIUM.

Pour étudier la méthode que nous venons d'exposer, nous avons pris deux ampoules, une de radiothorium de $11^{\text{mg}},7$ de radium équivalent, l'autre de radium de 27^{mg} et nous avons mesuré le nombre de positons correspondants dans les mêmes conditions géométriques, afin de pouvoir comparer les résultats avec les positons créés par les rayons γ du radiothorium formé et ceux du radium présent dans l'ampoule que nous allons étudier. D'après nos mesures, ces deux nombres sont : 95 ± 5 par minute pour l'ampoule de radiothorium et 45 ± 5 par minute pour l'ampoule de radium, ce qui correspond à $8,11$ positons pour 1^{mg} équivalent de radiothorium et $1,66$ positons pour 1^{mg} de radium. On voit donc qu'on peut distinguer par les rayons γ une ampoule de radiothorium d'une ampoule de radium.

Nous avons pris ensuite une ampoule de mésothorium fraîchement préparé et purifié, dont l'intensité mesurée en γ , à travers 1^{cm} de plomb, le 16 juillet 1937 à 18^h était $40^{\text{mg}},3$ de radium équivalent et qui avait été fermée le 16 juillet 1937 à 9^h. Après la fermeture de l'ampoule, le radium qui accompagne le mésothorium 1 (son isotope) était en train d'évoluer ; pendant le premier mois, il y a eu dans l'ampoule accumulation des produits de transformation à courte vie, radon et dépôt actif (RaA, RaB, RaC); un mois après l'équilibre était établi entre le radium et ses dérivés à courte vie, mais il s'était déjà formé du radiothorium. Si l'on admet que la quantité de radiothorium formée pendant le premier mois

est approximativement égale à celle formée pendant le deuxième mois (comme le montre la courbe I de la figure 18), on peut calculer la quantité de radium présent qui dépend de la façon dont on a préparé l'ampoule. Après un mois, l'intensité de l'ampoule en γ était augmentée de $40^{\text{mg}},3$ à $55^{\text{mg}},2$ de radium équivalent, un mois encore plus tard, l'intensité de l'ampoule était de 57^{mg} . La quantité de radiothorium formée pendant le deuxième mois est donc de $1^{\text{mg}},8$. Si l'on retranche cette quantité de l'accroissement de l'intensité de l'ampoule pendant le premier mois qui est $14^{\text{mg}},9$, on trouve $13^{\text{mg}},1$ qui correspond à l'accumulation de radon dans l'ampoule; pour avoir la quantité totale de radium, il faut tenir compte du radon présent lors de la première mesure. La cristallisation était terminée le 15 juillet 1937 et la mesure a eu lieu le lendemain; pendant 24 heures, l'accumulation du radon est de 15 pour 100 de sa valeur limite; on calcule que la quantité de radium avant la mesure était de $2^{\text{mg}},31$ et la quantité totale de radium présent dans l'ampoule de mésothorium est de $15^{\text{mg}},41$.

TABLEAU IX. — *Augmentation de l'intensité en γ et le nombre de positons créés par les rayons γ de l'ampoule de mésothorium.*

DATE DE MESURE.	INTENSITÉ de l'ampoule de mésothorium (en milligrammes).	NOMBRE de positons par minute.
16 juillet 1937.....	40,30	25 ± 3
20 juillet 1937.....	47,21	35 ± 3
26 juillet 1937.....	50,42	39 ± 3
2 septembre 1937.....	56,54	58 ± 4
2 octobre 1937.....	58	74 ± 4
29 décembre 1937.....	60,3	102 ± 4
3 janvier 1938.....	61,4	120 ± 5
28 janvier 1938.....	62,5	135 ± 5
7 mars 1938.....	63,6	154 ± 6
6 avril 1938.....	66	172 ± 6

L'augmentation de l'intensité de l'ampoule en γ a été mesurée une fois par mois par M^{lle} Chamié dans le service de mesures de l'Institut du Radium. Le Tableau IX et la figure 21 (courbe I) donne les résultats correspondant à ces mesures.

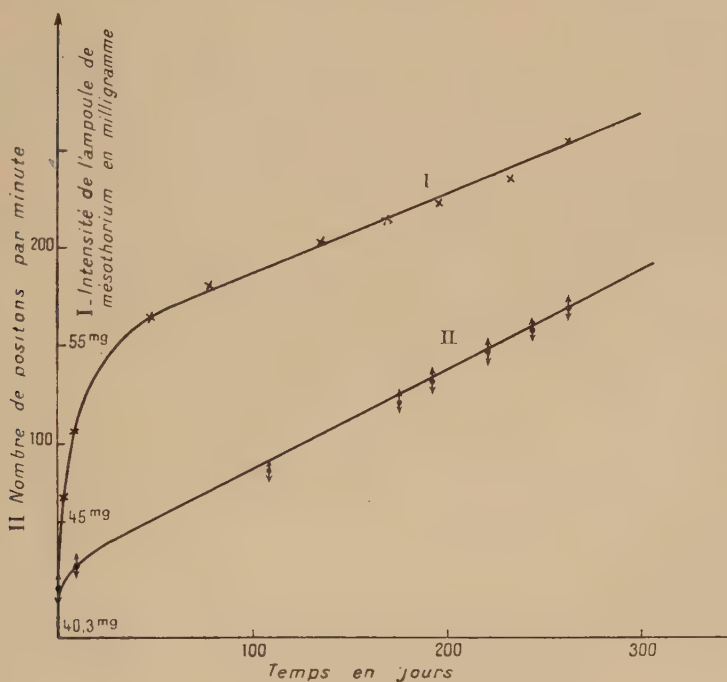


Fig. 21.

I. — Augmentation de l'intensité de l'ampoule de mésothorium en γ .

II. — Augmentation du nombre de positons créés par les rayons γ de l'ampoule de mésothorium.

Le 16 juillet 1937, le nombre de positons créés par les rayons γ de l'ampoule de mésothorium a été mesuré dans les mêmes conditions géométriques que pour les deux ampoules de radiothorium et de radium. Ce nombre était de 25 ± 3 par minute; ces positons sont dus au rayonnement γ du radium présent dans l'ampoule qui n'est pas encore en équilibre

avec ses dérivés à courte vie; il doit y avoir quelques positons qui sont dus au rayonnement γ du mésothorium 2. A mesure que la quantité de radiothorium dans l'ampoule de mésothorium augmente, l'importance de la production des positons et le coefficient d'absorption dû au rayonnement γ augmentent également.

Chaque fois que l'intensité de l'ampoule en γ a été mesurée par le service de mesures, nous avons calculé le nombre des positons créés correspondants. Les résultats obtenus sont donnés dans le Tableau IX et la figure 21 (courbe II). En comparant les courbes I et II, on constate que :

1° Pendant le premier mois, l'augmentation du nombre des positons est très faible par rapport à celle de l'intensité en rayons γ de l'ampoule de mésothorium; ceci est dû au fait que la production des positons dus au rayonnement γ de radium n'est pas très notable (1,66 positons pour 1^{mg} de radium).

2° En calculant la quantité de radiothorium formée dans un intervalle de temps de 150 jours, d'après la courbe I on trouve une valeur de 7^{mg},6, il faut ajouter à cette quantité la valeur qui est due à la décroissance du mésothorium pendant cet intervalle; après 150 jours, le mésothorium est diminué de 4,2 pour 100 de sa valeur initiale qui est, dans notre cas, de 38^{mg},01, soit une diminution de 1^{mg},59; en ajoutant ces deux valeurs, on trouve la quantité totale de radiothorium formée après 150 jours dans l'ampoule de mésothorium, quantité qui est de 9^{mg},19. D'après la courbe II et pour le même intervalle de temps, on trouve, pour la quantité de radiothorium formée, une valeur de 10^{mg},6. La différence entre ces deux valeurs est due, en grande partie, aux erreurs statistiques et aux conditions géométriques non identiques.

Le 23 février 1938, d'après le nombre des positons produits par les rayons γ de l'ampoule de mésothorium, nous avons calculé la quantité de radiothorium formée dans l'ampoule;

à cette date, l'intensité de l'ampoule de mésothorium était de $63^{\text{mg}},8$ de radium équivalent, puisqu'on connaissait la quantité de radium présent ($15^{\text{mg}},41$), qui donnait 25 ± 5 positons par minute et le nombre total des positons dû à tous les rayons γ de l'ampoule de mésothorium, qui était de 148 ± 8 ; on a alors

$$148 - 25 = 123 \pm 8.$$

Comparant cette valeur avec le nombre des positons créés par l'ampoule de radiothorium-étalon, qui est de $8,11$ positons par milligramme, on trouve pour la quantité de radiothorium formée une valeur de 15 ± 2 . D'après la courbe II de la figure 21 et pour le même intervalle de temps, on trouve une valeur égale à $13^{\text{mg}},1$.

A la même date (le 23 février 1938), la quantité de radiothorium et de radium de l'ampoule de mésothorium a été mesurée au laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France par M. von Halban par la méthode qu'il a proposée et qui consiste à produire les neutrons par l'ampoule de mésothorium dans le béryllium et dans le deutérium et mesurer ces neutrons par la radioactivité artificielle [24].

Le fondement de cette méthode est le suivant : le rayonnement γ $2,6 \cdot 10^6$ eV provenant du ThC est capable de produire les photo-neutrons dans le deutérium, tandis que celui de $2,19 \cdot 10^6$ eV provenant du radium ne l'est pas sensiblement, puisque l'énergie de liaison du deutérium est justement de l'ordre de $2,6 \cdot 10^6$ eV. Ces rayonnements peuvent tous les deux produire des photo-neutrons dans le béryllium; la grande différence du rendement pour la production des photo-neutrons des rayons γ du radiothorium et du radium dans le deutérium donne ainsi un moyen de dosage du radium et du radiothorium dans une ampoule de mésothorium.

Avec cette méthode, M. Halban a trouvé pour la quantité de radiothorium dans la même ampoule une valeur comprise entre 16 et 18^{mg} de radium équivalent et une valeur de 15^{mg}

pour la quantité de radium. Ces valeurs sont en accord avec les valeurs que nous avons trouvées par la méthode de la trochoïde.

Absorption des positons créée par les rayons γ des ampoules de mésothorium, radiothorium et radium. — Dans le cas où l'on ne connaît pas la quantité de radium présent dans l'ampoule de mésothorium, on peut tenter de calculer la quantité de radiothorium formée dans l'ampoule à l'aide de la courbe d'absorption des positons créés.

Nous avons tracé successivement la courbe d'absorption des positons créés par les rayons γ de l'ampoule de mésothorium et celle des deux ampoules de radiothorium et de radium que nous avons pris comme étalon.

Pour tracer la courbe d'absorption des positons, nous avons été obligés de placer les écrans sur le compteur et non au milieu de l'appareil, parce que, dans ce dernier cas, à cause du nombre de traversées des positons qui dépend de l'énergie de ceux-ci, l'épaisseur traversée par les positons n'est pas exactement déterminée.

Les courbes d'absorption des positons créés par les rayons γ des ampoules de radiothorium et de radium sont représentées dans la figure 22. D'après ces courbes, on constate qu'en mettant un écran d'aluminium de $0,27 \text{ g/cm}^2$, l'absorption des positons créés par les rayons γ de l'ampoule de radium est proportionnellement plus grande que celle des positons provenant de l'ampoule de radiothorium; l'effet du radium qui est, à rayonnement γ égal, toujours plus faible que celui du radiothorium est encore diminué (vis-à-vis du radiothorium) si l'on mesure le nombre des positons dus aux rayons γ de l'ampoule de radium et celui des positons de l'ampoule à mesurer à travers un écran d'aluminium d'une épaisseur de $0,27 \text{ g/cm}^2$.

La courbe d'absorption des positons créés par les rayons γ de l'ampoule de mésothorium a été tracée le 23 février 1938

dans les mêmes conditions géométriques que celles des deux ampoules de radiothorium et de radium.

Les résultats de ces trois séries de mesures sont donnés dans le Tableau X et reproduits dans la figure 22. Les courbes

TABLEAU X. — *Résultats de trois séries de mesures*
(chaque série est mesurée pendant 10 minutes).

ÉPAISSEUR DE L'ÉCRAN (en grammes par centimètre carré).	NOMBRE de positons par minute.	MOUVEMENT propre par minute.
<i>Ampoule de radium (27^{mg}).</i>		
0.....	45±5	70±3
0,054.....	25±4	
0,108.....	13±4	
0,216.....	7±4	
<i>Ampoule de radiothorium (11^{mg},7).</i>		
0.....	95±5	110±3
0,054.....	55±5	
0,108.....	37±5	
0,216.....	23±4	
0,27.....	16±4	
0,305.....	6±4	
<i>Ampoule de mésothorium (63^{mg},8).</i>		
0.....	148±7	175±4
0,054.....	78±6	
0,108.....	58±5	
0,216.....	33±5	
0,27.....	23±5	
0,305.....	11±5	

logarithmiques correspondantes sont données dans la figure 23.

D'après les courbes de la figure 22, on voit que la différence de coefficient d'absorption entre les courbes II et III n'est pas très grande, on ne peut donc pas distinguer facilement les positons produits par le radium ou par le radio-

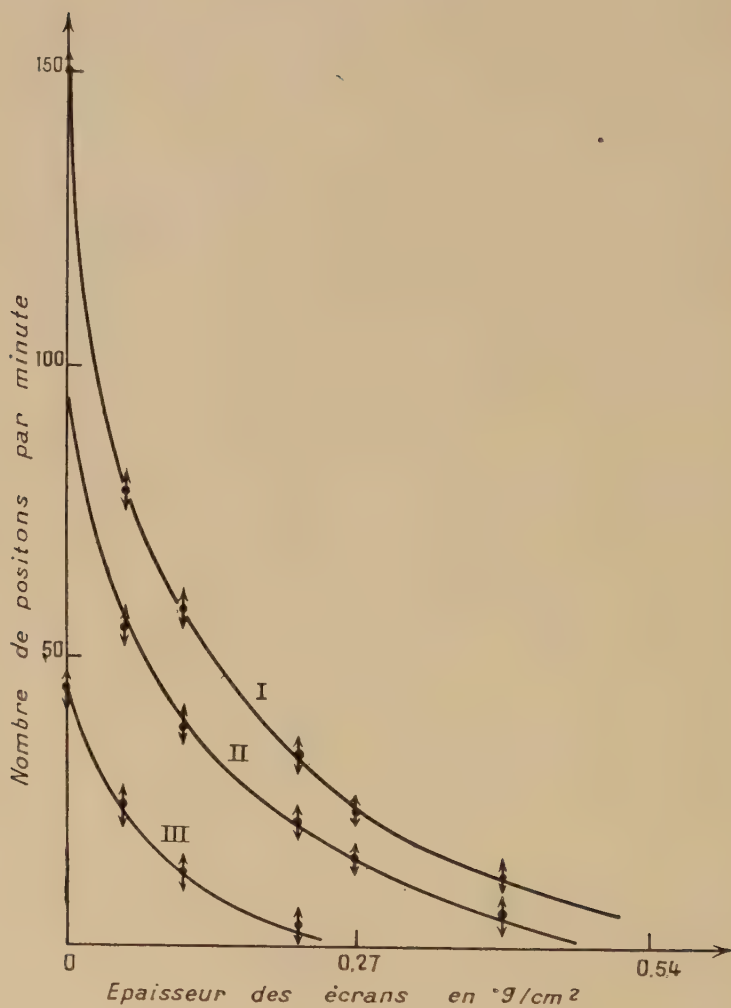


Fig. 22. — Date de mesure du 23 février 1938.

- I. — Courbe d'absorption des positons créés par les rayons γ de l'ampoule de MTh (63 Mg).
- II. — Courbe d'absorption des positons créés par les rayons γ de l'ampoule de RTh (11,70).
- III. — Courbe d'absorption des positons créés par les rayons γ de l'ampoule de Ra (27).

thorium : on ne peut, par conséquent, avoir de résultats précis à la fois sur les quantités de radium, de mésothorium et de radiothorium, que par l'étude des positons si l'on sait,

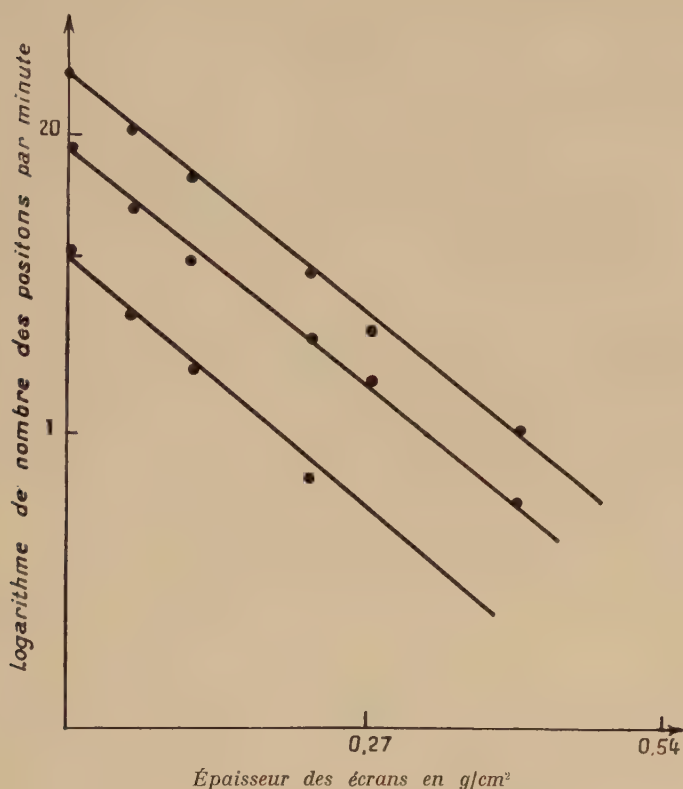


Fig. 23. — Date de mesure du 23 février 1938.

- I. — Courbe logarithmique d'absorption des positons créés par les rayons γ de l'ampoule de MTh.
- II. — Courbe logarithmique d'absorption des positons créés par les rayons γ de l'ampoule de RTh.
- III. — Courbe logarithmique d'absorption des positons créés par les rayons γ de l'ampoule de Ra.

par ailleurs, que le rayonnement γ du radium ne représente pas une très grande proportion du rayonnement γ total; on peut dire que les positons sont produits presque exclusivement par le radiothorium et en indiquant la quantité approximative.

Conclusions. — D'après ce qui vient d'être exposé, nous voyons que la méthode de la trochoïde nous permet de distinguer le radium, le radiothorium et le mésothorium, en bombardant un écran de plomb par les rayons γ de l'ampoule à examiner et en enregistrant le nombre des positons produits par la matérialisation des rayons γ dans cet écran. Pour le dosage du radiothorium, il faut avoir une ampoule de radiothorium pur d'une intensité connue ainsi qu'une ampoule de radium, afin de pouvoir comparer le nombre des positons produits par les rayons γ de ces deux ampoules avec ceux du radiothorium et du radium présents dans l'ampoule à examiner.

Quand les trois radioéléments, radium, radiothorium et mésothorium sont mélangés, comme c'est le cas dans les ampoules de mésothorium ordinaires, cette méthode ne suffit pas à les doser tous les trois, mais donne néanmoins des renseignements qui peuvent être complétés par l'emploi d'une autre méthode.

Vu et approuvé :

Paris, le 22 juillet 1938.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

CH. MAURAIN.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 22 juillet 1938.

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

G. ROUSSY.



BIBLIOGRAPHIE.

1. ANDERSON, *Phys. Rev.*, t. 43, 1933, p. 491.
2. BLACKETT et OCCHIALINI, *Proc. Roy. Soc.*, t. 139, 1933, p. 699.
3. CHADWICK, BLACKETT et OCCHIALINI, *Nature*, t. 131, 1933, p. 473.
4. I. CURIE et F. JOLIOU, *C. R. Acad. Sc.*, t. 196, 1933, p. 1105.
5. C. ANDERSON et NEDDERMEYER, *Phys. Rev.*, t. 43, 1933, p. 1034.
6. L. MEITNER et K. PHILIPP, *Naturw.*, t. 21, 1933, p. 286.
7. SKOBELZYN, *Nature*, t. 133, 1934, p. 23.
8. W. BEITHE et HEITHE, *Proc. Roy. Soc.*, t. 146, 1934, p. 83.
9. SKOBELZYN et STEPANOWA, *Journ. Phys.*, t. 6, 1935, p. 1.
10. DA SILVA, *C. R. Acad. Sc.*, t. 22, 1936, p. 2070.
11. BENEDETTI, *Journ. Phys.*, 1936, p. 211.
12. J. THIBAUD, *C. R. Acad. Sc.*, t. 197, 1933, p. 915.
13. ALICHANOW et ALICHANIAN, *Journ. Phys.*, 1936, p. 163.
14. VILLARD, *Journ. Phys.*, 1908, p. 442.
15. L. CARTAN, *Journ. Phys.*, t. 6, 1934, p. 275.
16. J. THIBAUD, *Phys. Rev.*, t. 45, 1934, p. 781.
17. MONADJÉMI, *C. R. Acad. Sc.*, t. 204, 1937, p. 1560.
18. LECOIN, *C. R. Acad. Sc.*, t. 200, 1935, p. 1931.
19. SKOBELZYN et STEPANOWA, *Nature*, t. 646, 1934, p. 565.
20. CHAMPION et A. BARBER, *Nature*, t. 140, 1937, p. 105.
21. W. BOTHÉ, *Zeitschrift für Phys.*, t. 24, 1924, p. 10.
22. M^{lle} C. CHAMIÉ, *C. R. Acad. Sc.*, t. 204, 1937, p. 1328.
23. M^{me} P. CURIE, *Radioactivité*, 1935 (Paris).
24. M. VON HALBAN, *C. R. Acad. Sc.*, t. 206, 1938, p. 1170.



TABLE DES MATIÈRES.

PREMIÈRE PARTIE.

MATÉRIALISATION DE L'ÉNERGIE DES RAYONS β .

	Pages.
INTRODUCTION	I

CHAPITRE I.

Étude du mouvement d'une particule dans un champ magnétique.

I. Champ magnétique uniforme.....	6
II. Champ non magnétique non uniforme.....	8
Équation de mouvement.....	10
Notation et convention.....	11
Parcours total d'une particule.....	13

CHAPITRE II.

Dispositif expérimental et méthode d'observation.

Forme des pièces polaires.....	20
Influence du champ magnétique sur le nombre des particules arrivant sur le compteur.....	24
Rendement de la méthode.....	25
Rapport du nombre de positons naturels au nombre de négatons émis par les sources de Ra (B + C) et Th (B + C).....	25

CHAPITRE III.

Matérialisation de l'énergie des rayons β de radium (B + C).

Matérialisation de l'énergie des rayons β de Th (B + C).....	31
Émission des positons naturels et matérialisation de l'énergie des rayons β de l'uranium X et de l'actinium.....	33
Calcul de la section efficace.....	34

CHAPITRE IV.

Conclusion et discussion.

Conclusion et discussion	37
--------------------------------	----

DEUXIÈME PARTIE.

DOSAGE DU RADIUM ET DU RADIOTHORIUM DANS UNE AMPOULE DE MÉSOTHORIUM.

CHAPITRE I.

	Pages.
Généralités	39

CHAPITRE II.

Dispositif expérimental.

Dispositif expérimental.....	47
------------------------------	----

CHAPITRE III.

Mesure du radium et du radiothorium dans une ampoule de mésothorium.

Absorption des positons créée par les rayons γ des ampoules de mésothorium, radiothorium et radium.....	56
Conclusions	60
<i>Bibliographie</i>	61



SECONDE THÈSE.

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Effet photo-nucléaire.

Vu et approuvé :

Paris, le 22 juillet 1938.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

CH. MAURAIN.

Vu et permis d'imprimer :

Paris, le 22 juillet 1938.

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

G. ROUSSY.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS,

110251 Quai des Grands-Augustins, 55.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS,

110251 Quai des Grands-Augustins, 55.
